PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 24 — 15. Dezember 1936 — Redaktionsschluß für Nr. 2 am 1. Januar 1937. — 37. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Fritz u. F. Homann, Über die Temperaturverteilung im siedenden Wasser. S. 873.

H. Behnken, Über die Genauigkeit der Eichung von Röntgendosismessern. S. 878.

E. Gehrcke, M. Goebert und C. Müller †, Eine Verbesserung der Hefnerkerze. S. 881.

H. Moser, Über Quecksilber-Thallium-Legierungen und ihre Verwendung für thermometrische Zwecke. S. 885.

W. Behrendt, Zur Erklärung der lichtelektrischen Effekte an Kupferoxydul. S. 886.

N. Embirikos und H. Bittel, Reversible und irreversible Magnetisierungsvorgänge bei Temperaturänderung. S. 901.

D. A. G. Bruggeman, Über die Geltungsbereiche und die Konstantenwerte der verschiedenen Mischkörperformeln Lichteneckers. S. 906.

A. Kühl, Zur Dämmerungsleistung von Fernrohren. S. 912.

W. M. Mazee, Messung der Dielektrizitätskonstante einiger verdünnter Salzlösungen. S. 914.

Besprechungen:

Handbuch der Experimentalphysik. XVI, 1: Magnetooptik. S. 916.

M. Hansen, Der Aufbau der Zweistofflegierung. S. 917.

G. Herzberg, Atomspektren und Atomstruktur. S. 918.

G. Mahler †, Physikalische Aufgabensammlung. S. 918.

M. C. Neuburger, Die Allotropie der chemischen Elemente und die Ergebnisse der Röntgenographie. S. 918.

E. Persico, Fondamenti della meccanica atomica. S. 919.

E. Rüchardt, Neuzeitliche Kernphysik und künstliche Umwandlung der Elemente. S. 919.

A. Wenzl, Wissenschaft und Weltanschauung. S. 919.

Nachrichten. S. 920.

ABHANDLUNGEN.

Über die Temperaturverteilung im siedenden Wasser.

Von W. Fritz und F. Homann.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Einleitung.

Der Unterschied zwischen der Temperatur des siedenden Wassers und des gesättigten Dampfes von gleichem Druck ist bei mehreren an der Reichsanstalt ausgeführten Untersuchungen beobachtet worden (1). Er war gelegentlich durch die Überhitzung des Wassers gedeutet worden. Da die bisherigen Versuche nur für kleinere Wassersäulen (unter 15 cm) durchgeführt waren, bestanden bei der Anwendung auf technische Fälle einige Unklarheiten hinsichtlich des Einflusses der Wasserhöhe. Es wurde daher beschlossen, die Temperaturverteilung im siedenden Wasser bei größeren Höhen der Wassersäule bis zu 1 m experimentell zu untersuchen und den Einfluß der Konvektion auf die Temperaturverteilung in solchen Flüssigkeitssäulen festzustellen.

Der deutschen Forschungsgemeinschaft, welche die Arbeit durch Gewährung von Mitteln für die Untersuchung unterstützt hat, möchten wir auch an dieser Stelle unseren Dank aussprechen.

2. Die Versuchseinrichtung.

Die Temperatur sollte längs einer zylindrischen Flüssigkeitssäule gemessen werden, dabei war eine sorgfältige Wärme-Isolierung notwendig. Diesem Zweck diente die in Abb. 1 dargestellte Versuchseinrichtung[1]); sie besteht im wesentlichen aus drei konzentrischen Zylindern *a*, *b*, *c* von 1,15 m Höhe, von welchen der innerste auszuwechseln war. Der Apparat wurde im Laufe der Versuche mehrfach geändert, bis er seine endgültige Form (Abb. 1) erhielt.

Der Zylinder *a*, lichte Weite 200 mm, aus 1 mm dickem Kupferblech, stellt die äußere Umhüllung der Versuchseinrichtung dar, deren Hauptteil das Siedegefäß *b* ist. Durch den Raum *d* zwischen *a* und *b* strömt während der Versuche Wasserdampf von Atmosphärendruck, so daß eine fast vollständige Wärme-Isolierung des Gefäßes *b* erreicht ist. Der Dampf in diesem Wärmeschutzmantel wird in einem besonderen Gefäß erzeugt und von zwei Seiten zugeführt; der Restdampf und das Kondensat strömen unten wieder aus.

Das Siedegefäß *b*, lichte Weite 150 mm, ist mit Wasser gefüllt und in dem Dampfmantel *a* mit Hilfe der Halteblech *f* aus Neusilber aufgehängt.

1) Herr Prof. Dr.-Ing. M. Jakob hat bei der ersten Entwicklung der Versuchseinrichtung mitgewirkt.

Der Wasserstand kann mit Hilfe des Wasserstandanzeigers e gut beobachtet werden. Nach unten ist der Zylinder b (1 mm Kupferblech) durch eine eingelötete 5 mm dicke, hochglanzverchromte Kupferplatte g abgeschlossen. An diese Kupferplatte ist der elektrische Heizkörper h angeschraubt. Die Heizwicklung besteht aus einer bifilar gewickelten Spirale aus 1,1 mm dickem Kanthaldraht, der mit Asbest umsponnen ist. Der Heizkörper und der untere Teil des Siedegefäßes sind mit Glaswatte isoliert.

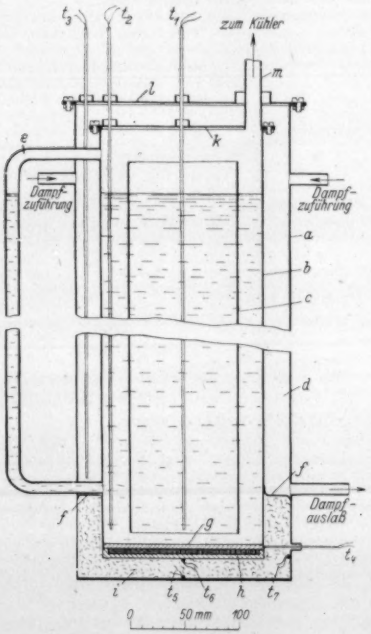


Abb. 1. Versuchseinrichtung.

Innerhalb des Siedegefäßes b steht der Neusilberzylinder c von 1,05 m Höhe; er wird durch in Abb. 1 nicht eingezeichnete Bogenfedern gehalten und zentriert und ruht nur an drei Punkten auf dem Heizkörper auf.

Siedegefäß b und Dampfmantel d sind nach oben durch die Deckel k und l verschlossen; der in b erzeugte Dampf wird über das Ableitungsrohr m durch eine Reihe von Kühlern geleitet, dort kondensiert und das Kondenswasser aufgefangen und gewogen.

Die Temperatur wurde an verschiedenen Stellen der Versuchseinrichtung mit Eisenkonstantan-Thermoelementen gemessen und zwar: die Temperatur in der Mitte und am Rande des Siedegefäßes b mit den in der Längsrichtung verschiebbaren Thermoelementen t_1 und t_2, die Temperatur im Dampfmantel mit Hilfe des ebenfalls verschiebbaren Thermoelementes t_3. Die Thermoelemente wurden im allgemeinen in Messingröhrchen von 0,2 mm Wandstärke geführt, die oben in den Deckeln k und l eingelötet waren. Die Temperatur längs der Heizfläche wurde durch das verschiebbare Thermoelement t_4 ermittelt; t_5, t_6 und t_7 dienten zur Feststellung der Wärmeverluste vom Heizkörper durch die Glaswatte nach außen.

Nach dem Zusammenbau wurde die ganze Versuchseinrichtung noch mit Seidenzopf isoliert. Das Siedegefäß b konnte im zusammengebauten Zustand mit Flüssigkeit gefüllt und entleert werden.

3. Die Versuche.

Die Spannungen der Thermoelemente an den verschiedenen Meßstellen wurden mit Hilfe des Lindeck-Rotheschen Kompensationsverfahrens gemessen; die Thermoelemente wurden in der Reichsanstalt geeicht und dauernd nachgeprüft. Kleine Temperaturdifferenzen bis etwa 2,5° C gegen eine Normaltemperatur ($\approx$ 100° C) wurden unmittelbar durch Messung der Ausschläge des Spiegelgalvanometers erhalten. Die Temperaturdifferenzen innerhalb des Siedegefäßes konnten genauer als auf 0,01° C gemessen werden. Gewisse Schwankungen der Temperatur, hervorgerufen durch die Konvektionsströmung im Wasser, besonders bei größeren Verdampfungsgeschwindigkeiten, ließen diese Genauigkeit allerdings oft gar nicht ausnutzen.

Besondere Sorgfalt wurde auch darauf verwendet, daß der Dampfmantel stets die gleiche, oder ein klein wenig höhere Temperatur, die durch einen kleinen Überdruck erzielt wurde, hatte, als der Dampf im Siedegefäß.

Da die Thermometer t_1, t_2 und t_3 in festen, wenn auch sehr dünnen Messinghüllen lagen, so entstand die Frage, ob die Temperaturverteilung durch die ausgleichende Wärmeleitung in den Hüllen gefälscht sein könnte. Darum wurden mehrfach Kontrollversuche gemacht, bei welchen die Thermoelemente ohne Schutzrohr im Wasser und im Dampf verschoben wurden; aber es wurde kein Unterschied in den Anzeigen gefunden.

Um auch die Wärmeübergangszahl von der Heizfläche an das siedende Wasser ermitteln zu können, wurden außer der Temperaturverteilung der Heizfläche die zugeführte elektrische Energie und zur Nachprüfung auch die Kondensatmenge gemessen. Im allgemeinen standen die

elektrisch gemessene Energie und die Kondensatmenge in gutem Einklang miteinander. Der Bereich der Heizflächenbelastungen ging von 5000 bis etwa 70000 kcal/m²h, dem Verdampfungsmengen von etwa 10–130 kg/m²h entsprechen.

Untersucht wurde innerhalb des Gefäßes *b*, 1. die Abhängigkeit der Temperaturverteilung von der Heizflächenbelastung bei gleichbleibendem Wasserstand h_0, 2. die Abhängigkeit der Temperaturverteilung von der Wasserspiegelhöhe h_0 bei gleichbleibender Belastung, und 3. der Einfluß von verschieden weiten Einsatzzylindern *c* auf die Temperaturverteilung.

Dementsprechend wurde die Temperaturverteilung bei einem bestimmten Wasserstand h_0 für 3 bzw. 5 verschiedene Heizflächenbelastungen gemessen; hierbei wurden Wasserspiegelhöhen von $h_0 = 20$, 40, 60 und 90 cm gewählt. Außer mit dem in Abb. 1 dargestellten Einsatz *c* von 100 mm lichter Weite, wurden ergänzende Messungen ohne Einsatz (lichte Weite des Gefäßes 150 mm) und schließlich mit einem Zylindereinsatz von 50 mm Durchmesser gemacht.

Die Versuche wurden mit ausgekochtem, destilliertem Wasser durchgeführt, um Störungen durch Anwesenheit von Luft zu vermeiden. Die Heizfläche wurde auch während der Versuchspausen ständig mit Wasser bedeckt gehalten. Insgesamt wurde die Temperaturverteilung in 58 verschiedenen Versuchen gemessen.

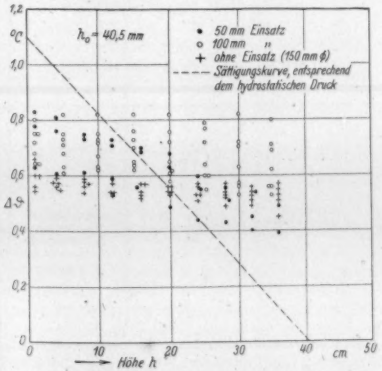


Abb. 2. Temperaturverteilung in einer 40,5 cm hohen, siedenden Wassersäule.

Bei der Auswertung der Versuche wird daher stets der Temperaturunterschied $\Delta\vartheta$ zwischen einer bestimmten Meßstelle und der konstanten Temperatur im Dampfraum über der Wasseroberfläche angegeben.

Abb. 2 und 3 zeigen diese gemessenen Temperaturdifferenzen längs einer Wassersäule von 40 und 90 cm Höhe unter verschiedenen Bedingungen. Bei 20 und 60 cm Wasserhöhe erhält man entsprechende Temperaturverteilungen.

1. Abhängigkeit der Temperaturverteilung von der Belastung.

Die Belastung wurde zwischen 5000 und 70000 kcal/m²h geändert, ohne daß in irgendeinem Fall ein Einfluß beobachtet werden konnte. Der Übersicht wegen wurde daher in Abb. 2 und 3 eine besondere Kennzeichnung der Punkte mit verschiedener Belastung unterlassen.

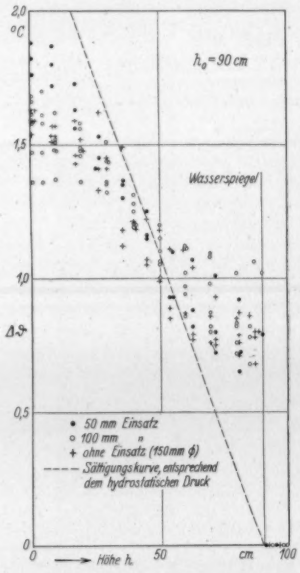


Abb. 3. Temperaturverteilung in einer 90 cm hohen, siedenden Wassersäule.

4. Die Versuchsergebnisse.

Wie bereits früher beobachtet, ist die Temperatur im Dampfraum über dem Wasser bei genügend guter Wärme-Isolierung stets gleich der Sättigungstemperatur bei dem gegebenen Druck.

2. Einfluß der Wasserhöhe.

In Abb. 4 sind die Mittelwerte der Versuchspunkte für jede der untersuchten Wasserhöhen über dem Verhältnis der Lage *h* des jeweiligen Meßpunktes zu der Spiegelhöhe h_0, also über h/h_0

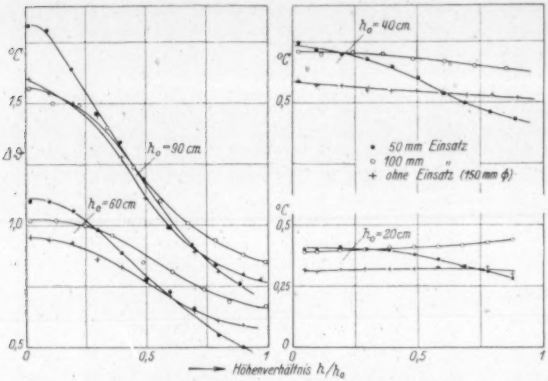


Abb. 4. Einfluß verschieden weiter Einsätze auf die Temperaturverteilung in einer siedenden Wassersäule.

aufgetragen. Man erkennt deutlich den starken Einfluß der Wasserhöhe auf die absoluten Werte der Temperaturdifferenz und auf die Gestalt der Temperaturverteilungskurven. Bis zur Höhe $h_0 = 20$ cm bleibt die Wassertemperatur praktisch unabhängig von der Höhe h, bei 40 cm macht sich schon eine kleine Senkung mit zunehmendem h bemerkbar und ein noch stärkerer Abfall ist bei $h_0 = 60$ cm und $h_0 = 90$ cm beobachtet worden.

3. Einfluß von Einsatzzylindern.

Aus Abb. 2 und 3, besonders aber aus Abb. 4, ist der Einfluß zu ersehen, den das Einbringen der Einsätze verursacht; er ist offenbar gering und geht in der Richtung, daß die Temperaturverteilungskurve um so steiler wird, je enger der Einsatz ist, d. h. je stärker die Konvektion in der Wassersäule innerhalb des Einsatzes unterbunden ist.

5. Vergleich mit der erwarteten Temperaturverteilung.

Bei der Betrachtung von Abb. 2–4 ist zunächst am auffallendsten die Abweichung des wirklich gemessenen Temperaturverlaufs im Wasser von dem auf Grund der hydrostatischen Druckzunahme erwarteten Verlauf der reinen Sättigungstemperatur (2), wie er in Abb. 2 und 3 als nahezu geradlinige Kurve gestrichelt eingezeichnet worden ist. Eine wichtige Rolle zur Erklärung dieses Unterschieds spielen die im Wasser stattfindende freie Konvektion und die Rührwirkung der Dampfblasen. Man sieht aus Abb. 4, daß für $h_0 = 90$ cm z. B. die Temperaturverteilung für den engsten Einsatz – also ein Versuch mit erwartungsgemäß am meisten unterbundener Konvektion – steiler verläuft und dem erwarteten Verlauf sich mehr nähert als die anderen Kurven. Wahrscheinlich wird sich das wirkliche Temperaturfeld der erwarteten Kurve um so mehr nähern, je mehr das Verhältnis h_0/d, das für die Konvektion maßgebend zu sein scheint, sich dem Wert $h_0/d \to \infty$ nähert.

In Abb. 5 sind für $h_0 = 20$, 40, 60, 90 cm die Mittelwerte für alle Einsätze aus allen Messungen über h/h_0 aufgetragen. Dabei ist, wie bei allen Abbildungen, zu beachten, daß die Messungen nur bis herab zu 1 cm Höhe über der Heizfläche reichen. Unterhalb 1 cm beginnt dann schon der Einfluß der Wasserschichten nahe der Heizfläche; für $h = 0$ muß die Heizflächentemperatur erreicht sein. Bei dieser Abszisse muß die Ordinate

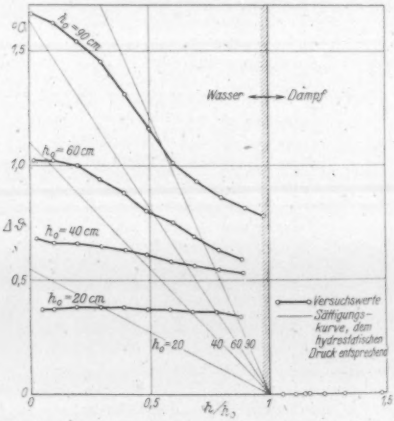


Abb. 5. Temperaturverteilung in einer siedenden Wassersäule, erhalten durch Mittelung über sämtliche Versuchsergebnisse.

bei 2°–11° C (je nach der Belastung) von der Kurve geschnitten werden.

Da der Dampf Sättigungstemperatur hat – die in Abb. 2 und 3 eingezeichneten gestrichelten Geraden geben also die Temperatur im Innern einer aufsteigenden Dampfblase an jeder Stelle an –, so hat man die merkwürdige Tatsache, daß

das Wasser zwar ganz nahe an der Heizfläche gegenüber der erwarteten Temperatur stark überhitzt ist, daß es aber in einem Gebiet darüber kälter und erst gegen die Wasseroberfläche zu wieder überhitzt wird. Trotzdem ist die Wassertemperatur über der Heizfläche natürlich höher als in der Nähe des Wasserspiegels. Offenbar muß von einer im Überhitzungsgebiet an der Heizfläche entstandenen Dampfblase beim Aufsteigen ein Teil des Dampfes kondensieren — später tritt wieder Verdampfung ein. Das gilt, wie die Abbildungen zeigen, aber nur bei größeren Wasserspiegelhöhen, denn schon bei 20 cm Spiegelhöhe ist das Wasser nur noch in einem verhältnismäßig kleinen Teil des ganzen Bereichs kälter, als der Sättigungstemperatur entspricht. Hierzu ist noch zu bemerken, daß auch für den theoretischen Fall, daß die Wassertemperatur genau der Sättigungstemperatur bei dem hydrostatischen Druck entspricht, jedenfalls eine kleine, rein thermodynamisch bedingte „Selbstkondensation" in der Dampfblase stattfinden muß. Letztere entspricht der von E. Schmidt behandelten Selbstverdampfung von aufsteigendem Wasser.

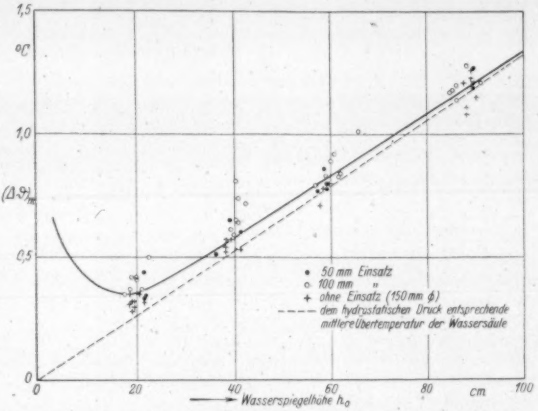


Abb. 6: Mittlere Übertemperatur $(\Delta\vartheta)_m$ in einer siedenden Wassersäule der Höhe h_0.

Einen weiteren überraschenden Einblick gewährt Abb. 6; hier sind die über die Höhe h der Flüssigkeitssäule gemittelten Temperaturdifferenzen $(\Delta\vartheta)_m$ für die jeweilige Spiegelhöhe h_0 eingezeichnet. Trotz des verschiedenen Verlaufes der gemessenen und nach dem hydrostatischen Druck sich ergebenden Temperaturfelder sind die über h gemittelten, gemessenen Temperaturen nahezu gleich den zu erwartenden theoretischen mittleren Temperaturen bis zu Höhen von etwa 20 cm herunter, d. h. die gemessene mittlere Temperatur entspricht ungefähr der nach dem hydrostatischen Druck sich ergebenden Temperatur der Mitte der Wassersäule. Darunter hängt $(\Delta\vartheta)_m$, wie sich früher gezeigt hat (1), von h_0 und von der Heizflächenbelastung ab.

Bei größeren Wasserhöhen hat man wohl eine merkliche örtliche Wasserüberhitzung über die Temperatur des Dampfes, nämlich dicht unter dem Wasserspiegel, dagegen kann von einer mittleren Überhitzung überhaupt offenbar nicht die Rede sein. Eine eindeutige und starke Überhitzung herrscht in der Nähe des Wasserspiegels und an der Heizfläche in allen Fällen.

Daß die mittleren Temperaturen um so mehr mit den nach dem hydrostatischen Druck sich ergebenden übereinstimmen, je größer die Wasserhöhe ist, ist auch erklärlich. Die Quelle der Überhitzung sind die Wasserschichten nahe der Heizfläche, deren Einfluß verhältnismäßig um so weiter reicht, je kleiner die Wasserspiegelhöhe ist.

Man sieht, daß die wirklichen Vorgänge bei der Verdampfung, besonders wenn man den Einfluß der Wasserspiegelhöhe berücksichtigt, offenbar recht verwickelt sind. Wenn man von Überhitzung des Wassers spricht, hat man, wie die Versuche zeigen, den Einfluß der Wasserhöhe mit in Betracht zu ziehen. Eine stärkere Überhitzung ist außer nahe der Heizfläche stets an der Wasseroberfläche vorhanden. Als deren Folge muß unter Umständen eine beträchtliche Verdampfung von Wasser aus der Oberfläche heraus ohne Dampfblasenbildung berücksichtigt werden.

E. Schmidt, Danzig (3), hat eine Theorie des Wasserumlaufs im Steilrohrkessel entwickelt, die als wesentliche Grundlage die Selbstverdampfung von Wasser enthält, unter der Voraussetzung, daß im Wasser die der hydrostatischen Druckzunahme entsprechende Temperaturverteilung herrscht. Die vorliegenden Versuche sprechen dagegen. Auch ergibt schon eine Überlegung, daß die Wassertemperatur anders verlaufen muß, als nach dem hydrostatischen Druck, weil sonst überhaupt kein Wärmetransport, also auch keine Selbstverdampfung, möglich wäre. Andererseits haben aber vor kurzem veröffentlichte Versuche (4), gezeigt, daß der Austausch zwischen einer Dampfblase und der siedenden Flüssigkeit so gut ist, daß auch sehr kleine Temperaturdifferenzen (von einigen zehntel Grad) einen kräftigen Wärme- und Massenaustausch zur Folge haben.

6. Der Wärmeübergang von der Heizfläche an siedendes Wasser.

Obwohl die Versuche nicht hierfür angelegt waren, errechneten wir aus den Versuchsdaten auch Wärmeübergangszahlen für zwei Belastungen. Wir fanden

$$\text{für } H = 25000 \text{ kcal/m}^2\text{h}$$
$$\text{im Mittel } \alpha = 3200 \text{ kcal/m}^2\text{h°C},$$

$$\text{für } H = 50000 \text{ kcal/m}^2\text{h}$$
$$\text{im Mittel } \alpha = 4800 \text{ kcal/m}^2\text{h°C},$$

also Zahlen, die praktisch übereinstimmen mit den von Jakob und Linke (5) gemessenen Werten. Ob Wasserhöhe und die Einsatzzylinder auf die Wärmeübergangszahlen einen Einfluß haben, kann nicht entschieden werden, denn weil die Versuchseinrichtung nicht für diesen Zweck gebaut war, wurden die Messungen der Wärmeübergangszahlen zu ungenau, um noch sichere Schlüsse daraus ziehen zu können.

Zusammenfassung.

Die Temperaturverteilung in siedendem Wasser, das von unten durch eine waagerechte, hochglanz-verchromte Kupferplatte beheizt ist, wird mit verschiebbaren Thermoelementen gemessen; die Wasserspiegelhöhen über der Heizfläche betrugen $h_0 = 20$, 40, 60 und 90 cm. Der gemessene Temperaturverlauf weicht von dem aus der Druckzunahme berechneten erheblich ab, nur die über die Wasserhöhe gemittelten Temperaturen stimmen mit dem aus dem hydrostatischen Druck für die halbe Höhe der Wassersäule errechneten Wert überein. Bei der „Überhitzung" des Wassers spielt die Wasserhöhe eine erhebliche Rolle.

Literaturverzeichnis.

1) M. Jakob und W. Fritz, Forsch. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens **2**, 435, 1931. Vgl. auch Physik. Zeitschr. **36**, 651, 1935 (Abschnitt 5); ferner Literaturverzeichnis 4.
2) L. Holborn, K. Scheel und F. Henning, Wärmetabellen, Braunschweig 1919; H. Moser, Ann. d. Phys. (5) **14**, 790, 1932.
3) E. Schmidt, Der Wasserumlauf in Steilrohrkesseln, Festschrift Technische Hochschule Danzig, 1929.
4) W. Fritz und W. Ende, Physik. Zeitschr. **37**, 391, 1936.
5) M. Jakob und W. Linke, Forsch. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens **4**, 75, 1933.

(Eingegangen 16. September 1936.)

Über die Genauigkeit der Eichung von Röntgendosismessern.

Von Hermann Behnken.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Es ist weniger der Zweck dieser Veröffentlichung, etwas wesentlich Neues mitzuteilen, als vielmehr zutage getretene irrtümliche Vorstellungen über den oben genannten Gegenstand richtigzustellen.

Als internationale Einheit für die Röntgenstrahlendosismessung ist seit dem II. Internationalen Radiologenkongreß in Stockholm im Juli 1928 das „Röntgen" (r) angenommen und seither beibehalten worden. In dem Schlußbericht des IV. Internationalen Radiologenkongresses, Zürich 1934, ist darüber folgendes gesagt:

1. Die internationale Einheit der Strahlenmenge soll „Röntgen" genannt und durch den Buchstaben „r" bezeichnet werden.
2. Das „Röntgen" soll durch die Strahlenmenge dargestellt werden, die bei voller Ausnützung der sekundären Elektronen und unter Vermeidung von Wandwirkungen in der Ionisationskammer in einem Kubikzentimeter atmosphärischer Luft bei 0° C und 76 cm Quecksilberdruck eine solche Leitfähigkeit bewirkt, daß eine Ladung von einer elektrostatischen Einheit bei Sättigungsstrom gemessen wird.

Entsprechend dieser Vorschrift wird seit einer Reihe von Jahren international die Standarddosismessung durchgeführt. Der letzte internationale Vergleich im Jahre 1931 ergab zwischen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg und dem amerikanischen Zentralinstitut Bureau of Standards in Washington eine Übereinstimmung von mindestens ± 1 Proz. (1). L. S. Taylor vom Bureau of Standards (2) gibt sogar eine Übereinstimmung bis auf 3 Promille an. Der mögliche Beobachtungsfehler in der Reichsanstalt konnte damals bei ausreichend konstanter Strahlung zu etwa $\pm 0{,}4$ Proz., derjenige des Bureau of Standards zu $\pm 0{,}26$ Proz. angenommen werden. Für die Standarddosismessung wurde in der Reichsanstalt ursprünglich die Druckluftionisationskammer (3), seit 1926 daneben eine Faßkammer geeigneter Bauart (4) benutzt. Die letztere Kammerform hat sich als die praktischere herausgestellt und wird heute fast ausschließlich verwandt.

Zur Messung der entladenen Elektrizitätsmenge hat sich als das beste ein wohl zuerst von J. S. Townsend (5) mitgeteiltes Kompensationsverfahren bewährt, das an Bequemlichkeit,

Genauigkeit und Unempfindlichkeit gegen Störungen allen anderen bekannten Verfahren überlegen sein dürfte. Die vortreffliche Methode ist bereits in der 14. Auflage des Lehrbuches von Kohlrausch von 1923 erwähnt und in der neuesten 17. Auflage von 1935 näher beschrieben. Sie hat den großen Vorteil, daß sie eine Nullmethode ist, so daß bei sorgsamer Ausführung am Elektrometer und der mit diesem verbundenen Elektrode der Ionisationskammer keinerlei beträchtliche Spannungen und somit auch keine Fehler durch etwa nicht ganz tadellose Isolation auftreten. Ferner ermöglicht sie die Verwendung von Elektrometern höchster Empfindlichkeit. Doch genügen für den vorliegenden Zweck in fast allen Fällen Fadenelektrometer üblicher Art bei Empfindlichkeiten von etwa 20 Skalenteilen pro Volt. Bei der Townsend-Methode wird die dem Elektrometer durch den Ionisationsstrom zugeführte Elektrizitätsmenge dauernd durch über einen Kondensator induktiv zugeführte Elektrizität entgegengesetzten Vorzeichens kompensiert, indem die Spannung der dem Elektrometer abgewandten Belegung des Kondensators in geeigneter Geschwindigkeit dauernd gesteigert wird, so daß das Elektrometer während des Verlaufes der Aufladung nur ganz wenig um die Nullage schwankt. Die zu messende Elektrizitätsmenge ist dann gegeben durch das Produkt der Endspannung V mit der Kapazität C des Kondensators. Bequem sind Spannungen von der Größenordnung 5–10 Volt und Kondensatoren von der Größenordnung 1000 pF; doch läßt sich beides je nach Bedarf in weitem Maße verändern. Die Messung der Endspannung ist mit Hilfe des Kompensationsapparates in wenigen Minuten auf einige $^1/_{100}$ Promille genau ausführbar. Als geeignete Kondensatoren sind im Handel vorzügliche Normalkondensatoren nach Angaben der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bei verschiedenen Firmen erhältlich und werden von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt mit Genauigkeiten von einigen $^1/_{100}$ Promille geeicht. Somit ist mit Einrichtungen, wie sie das Röntgenlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt besitzt, die Messung der entladenen Elektrizitätsmenge mit Genauigkeit von der Größenordnung $^1/_{10}$ Promille und darüber leicht ausführbar. Praktisch ist eine solche Genauigkeit fast nie erforderlich.

Nun geht aber in die absolute Dosismessung außer der Bestimmung der entladenen Elektrizitätsmenge auch die Messung der durchstrahlten Luftmenge ein. Hierfür ist in erster Linie das durchstrahlte wirksame Luftvolumen zu ermitteln. Bei der in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gebräuchlichen Faßkammer geschieht dies durch die Ausmessung der Fläche der Strahleneintrittsblende und der Länge der wirksamen Innenelektrode der Kammer. Als Material für sehr genaue Eintrittsblenden ist das übliche Blei seiner leichten Verletzlichkeit und schlechten Bearbeitbarkeit wegen nicht besonders gut geeignet. Bewährt haben sich aber Blei-Wismutlegierungen mit etwa 15 Proz. Wismut, welche nach dem Ausgießen etwas gehämmert werden. Auch kleine Zusätze von Antimon und Zinn verbessern das Material in mechanischer Hinsicht. Aus solchem Material lassen sich kreisförmige Blenden von großer Genauigkeit herstellen, indem man sie nach dem Ausbohren über einen Stahldorn zieht und den Grat vorsichtig abschleift. Der Blendendurchmesser kann unter dem Meßmikroskop auf etwa $^2/_{1000}$ mm gut gemessen werden. Dies bedeutet bei einem Blendendurchmesser üblicher Art von etwa 8 mm eine Genauigkeit von 0,25 Promille, so daß also die Blendenfläche auf etwa 0,5 Promille festzustellen ist. Die Länge der Meßelektrode, die üblicherweise etwa 300 mm beträgt, ist ebenfalls leicht auf einige $^1/_{10}$ Promille meßbar. Die Meßgenauigkeit des durchstrahlten Luftvolumens bleibt somit unterhalb von 1 Promille, erreicht aber nicht die Genauigkeit der elektrischen Messung. Die Umrechnung auf 0° C und 76 cm Quecksilberdruck bringt keinerlei merkliche Beeinträchtigung der Genauigkeit, da die Temperatur bei der Messung leicht auf $^1/_{10}$° C und der Druck auf $^1/_{10}$ mm Hg meßbar ist. Ähnliches gilt von einer Korrektur, welche wegen der Schwächung der Strahlen in der Luft auf ihrem Wege von der Eintrittsblende bis zur Mitte der Meßelektrode erforderlich wird. Sie läßt sich so genau berücksichtigen, daß die Genauigkeit des Gesamtergebnisses darunter nicht merklich leidet. Auch eine Korrektur wegen nicht vollkommener Sättigung des Ionisationsstromes kann bei genügender Annäherung an die Sättigung hinreichend genau angebracht werden. Zusammenfassend ist zu sagen, daß sich mit den Mitteln und Methoden der Reichsanstalt die absolute Messung einer Röntgenstrahlendosis in „Röntgen" mit einer Genauigkeit von etwa 1 Promille wohl ausführen läßt. Da in den ausländischen großen Landesanstalten vermutlich eine ähnliche Meßgenauigkeit erreicht wird wie in der Reichsanstalt, kann man erwarten, daß eine künftige Vergleichsmessung eine noch bessere Übereinstimmung ergeben wird als diejenige vom Jahre 1931.

Kommt es einem weniger auf den absoluten Wert, sondern auf relative Messungen an, so kann man die einmal festgestellten geometrischen Maße der Kammer als richtig unterstellen und unverändert beibehalten. Dadurch fällt die Hauptfehlerquelle, die Bestimmung des

durchstrahlten Volumens, fort, und es bleiben nur die Fehler der elektrischen Messung von wenigen Zehntel Promille übrig. Behält man auch den Kondensator unverändert bei, so bleibt nur noch der mögliche Fehler der Spannungsmessung von einigen Hundertstel Promille.

Nun entsteht die Frage: Ist die geschilderte Meßgenauigkeit noch zu verbessern, oder ist damit eine Grenze erreicht, die nicht zu überschreiten ist? Abgesehen davon, daß ein praktisches Bedürfnis nach so großer Genauigkeit nicht vorliegt, wird dem elektrischen Teil der Messung, der Bestimmung der entladenen Elektrizitätsmenge durch die natürlichen Schwankungserscheinungen, die aus der Radioaktivität als Schweidlersche Schwankungen bekannt sind, hinsichtlich der Meßgenauigkeit eine Grenze gesetzt. Die bei der Ionisation durch Röntgenstrahlen frei werdende Elektrizitätsmenge wird ja nicht im gleichmäßigen Strome, sondern in Stößen oder Schauern durch Photo- oder Rückstoßelektronen geliefert. Bei der Röntgenstrahlendosismessung hat man es meist mit Ionisationsströmen von der Größenordnung 10^{-10} A zu tun, welche üblicher- und praktischerweise über eine Zeitdauer von der Größenordnung 10^{2} s beobachtet werden. Die dabei entladene Elektrizitätsmenge ist somit von der Größenordnung 10^{-8} Coulomb. Man kann berechnen, daß sowohl für den Fall der weicheren Röntgenstrahlen, wo die Photoelektronen als Ionisationsursache überwiegen, als auch für den Fall der härteren Strahlen, wo die Rückstoßelektronen die Ionisation vorwiegend besorgen, zur Freimachung von 10^{-8} Coulomb etwa $0{,}5 \times 10^{8}$ Absorptionsakte bzw. Rückstoßakte erforderlich sind. Die statische Theorie lehrt, daß die „mittlere relative Schwankung" ε_m aus der Gesamtzahl m der beobachteten Ereignisse berechnet wird nach der Formel:

$$\varepsilon_m = \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (6).$$

Daraus ergibt sich also für unseren Fall eine mittlere relative Schwankung von

$$\frac{1}{10^{4} \cdot \sqrt{0{,}5}} = 0{,}00014..$$

Die zu beobachtende Elektrizitätsmenge schwankt also ihrer Natur nach bereits um einige Zehntel Promille. Stellt man die entsprechende Überlegung für die Gammastrahlen des Radiums an, so kommt man infolge der größeren mittleren Energie der hierbei auftretenden Rückstoßelektronen sogar auf etwa die doppelte mittlere Schwankung. Diese Schwankungen sind stets vorhanden, auch wenn die Strahlungsquelle selbst absolut konstant ist, was bekanntlich auch bei der besten Röntgenapparatur in der Praxis bei weitem nicht verwirklicht wird. Will man die Schwankungen herunterdrücken, so kann man dies nur dadurch erreichen, daß man die entladene Elektrizitätsmenge größer macht, also entweder das durchstrahlte Volumen oder die Beobachtungszeit oder beides vergrößert. Dabei ist ein Faktor 10 erforderlich, um die Schwankungen auf den dritten Teil zu bringen. Dieser Weg wäre an sich bis zu einem gewissen Grade gangbar, bringt aber wieder praktische Nachteile. Man kommt also zu dem Ergebnis, daß es außer vielleicht in besonderen Fällen sich nicht lohnt, auf die Verbesserung der elektrischen Messung einen erheblichen Aufwand zu verwenden.

Wie steht es nun mit der Messung des durchstrahlten Volumens? Hier ist die Hauptschwierigkeit die Bestimmung der Blendenfläche. Es wäre vielleicht möglich, durch noch weitere Verbesserung des Blendenmaterials und sorgfältigere Herstellung Blenden zu machen, die sich auf sehr guten Meßmaschinen bis auf 0,1 Promille bestimmen ließen. Dies hat aber nur dann einen Sinn, wenn die Justierung der Blende senkrecht zum Strahlenbündel mit so großer Genauigkeit erfolgt, daß die genaue Ausmessung der Fläche ausgenutzt werden kann. Diese Möglichkeit ist aber bei Röntgenstrahlen nicht gegeben, weil die Strahlenquelle, der Brennfleck der Röntgenröhre, nicht so klein ist, daß das Strahlenbündel als genügend einheitlich parallel angesehen werden kann. Ist die Blende für Strahlen, welche vom Brennfleckmittelpunkt ausgehen, richtig justiert, so ist sie es für Strahlen, die mehr vom Rande herrühren, bereits nicht mehr. Dieser Fehler macht sich um so mehr bemerkbar, als die Dicke der Blende mindestens etwa 3 mm betragen muß. Infolgedessen ruft eine geringere Verkantung schon eine relativ große Verringerung der freien Öffnung hervor. Also auch hier sind unter normalen Verhältnissen wesentliche Verbesserungen wohl kaum zu erzielen.

Will man nicht die Dosis selbst, sondern die Dosisleistung, d. h. die mittlere Dosis in der Sekunde oder in der Minute bestimmen, so bedarf man noch einer Zeitmessung. Bei dem hohen Stande der Uhrenindustrie ist diese mit handelsüblichen Uhren, deren Gang man kontrolliert, leicht hinreichend genau auszuführen.

Wir kommen nun zur Frage des Vergleiches zweier Dosismesser, mit anderen Worten der Dosismessereichung. Bei dieser kann man in zweierlei Weise verfahren. Entweder man bringt das Standardgerät und das zu eichende Gerät nacheinander an die gleiche Stelle des Strahlenbündels und kontrolliert die Konstanz der Strahlung mit einem dritten an einer anderen Stelle

des gleichen Strahlenbündels befindlichen Gerät oder man bringt das Standardgerät und das zu eichende Gerät gleichzeitig an verschiedene, möglichst benachbarte Stellen desselben Strahlenbündels und berücksichtigt die örtliche Ungleichmäßigkeit des Strahlenfeldes dadurch, daß man die Messung mit vertauschter Stellung der beiden Geräte wiederholt. Dadurch, daß man durch ein und dieselbe Klappe für beide Geräte den Strahlengang freigibt und wieder absperrt, erhalten beide Geräte genau entsprechende Dosen. Die etwaige zeitliche Inkonstanz der Strahlung spielt keine Rolle, und einer Zeitmessung bedarf es nicht. Besitzt das zu eichende Gerät eine Faßkammer ähnlicher Art wie das Standardgerät, so daß bei beiden in ähnlicher Weise ein eng abgeblendetes Strahlenbündel zur Messung gelangt, so ist der mögliche Eichfehler einfach gleich der Summe der möglichen Meßfehler der beiden Geräte. Hat aber das zu eichende Gerät etwa eine Fingerhutkammer oder eine Kugelkammer, welche Strahlungen aus allen Richtungen mißt, oder erfolgt die Ausblendung der Strahlen in wesentlich anderer Weise als bei der Faßkammer, so entstehen Fehlermöglichkeiten, indem die zu eichende Kammer durch Streustrahlung oder durch andere Strahlung, welche nicht vom eigentlichen Brennfleck der Röhre stammt, unter Umständen mehr Strahlung empfängt als die Standardkammer. Dann muß durch besondere Zusatzblenden dafür gesorgt werden, daß bei der Eichung die Bedingungen für beide Kammern möglichst gleich gemacht werden. Andernfalls muß ein gewisser Fehler in Kauf genommen werden. Diese Dinge sind in der Fachliteratur längst und vielfach erörtert worden. Auch heute sind in der Praxis beobachtete Abweichungen von Dosismessern meist durch Fehler dieser Art erklärlich.

Zeigt das zu eichende Gerät nicht die Dosis selbst, sondern die Dosisleistung an, wie z. B. der alte Siemens-Dosismesser oder der neue Momentan-Dosismesser von Siemens, so ist es vorteilhaft, bei der Eichung auch das Standardgerät so einzurichten, daß man an ihm die Dosisleistung unmittelbar ablesen kann. Hierfür eignet sich sehr gut das von R. Jaeger (7) mitgeteilte Kompensationsverfahren unter Verwendung eines veränderlichen Uranstromnormals, bei welchem Ablesungen auf 1 Promille genau, leicht und schnell ausführbar sind. Auch hier ist eine Steigerung der Meßgenauigkeit an sich möglich, bringt aber wegen der oben besprochenen Schweidlerschen Schwankungen keinen Gewinn. Man kann auch veränderliche Stromnormale mit Gammastrahlern verwenden und hat dabei den Vorteil, daß diese auf Änderungen der Luftdichte in gleichem Maße ansprechen wie die röntgenbestrahlten Faßkammern, so daß dieserhalb eine Korrektur nicht vorgenommen zu werden braucht. Doch treten dabei wieder andere Nachteile auf, so daß Verfasser für sein Laboratorium einstweilen den Urannormalen den Vorzug gibt.

Zusammenfassung.

Absolute Messungen der Röntgenstrahlendosis und Eichung von Dosismessern in internationalen „Röntgen" (*r*) sind mit einer Genauigkeit von etwa 1 Promille ausführbar, relative Messungen mit entsprechend größerer Genauigkeit. Eine Steigerung der Meßgenauigkeit ist zwar denkbar, bietet aber wegen der Schweidlerschen Schwankungen keinen Gewinn. Auch liegt ein praktisches Bedürfnis dafür nicht vor.

Literaturverzeichnis.

1) Bericht über die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichanstalt im Jahre 1931; Ztschr. f. Instrkde. **52**, 172, 1932.
2) American Journal of Roentgenology and Radium Therapy **27**, 884 ff., 1932.
3) Ztschr. f. techn. Physik **5**, 3 ff., 1924.
4) Ztschr. f. techn. Physik **7**, 563, 1926.
5) Phil. Mag. **6**, 598, 1903; vgl. auch Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik, 14. Aufl., S. 597, Leipzig 1923 und spätere Auflagen. Verwendung für den vorliegenden Zweck bei L. S. Taylor, Bureau of Standards Journal of Research **6**, 807 ff., 1931.
6) Bothe, Handb. d. Physik von Geiger und Scheel, **22**, 182, Berlin 1926.
7) Ztschr. f. Physik **52**, 627 ff., 1928; **54**, 152, 1929; Strahlentherapie **33**, 542 ff., 1929.

Berlin-Charlottenburg, im August 1936.

(Eingegangen 10. Oktober 1936.)

Eine Verbesserung der Hefnerkerze.

Von E. Gehrcke, M. Goebert und C. Müller†.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Die in Deutschland, Österreich und teilweise auch in den nordischen Ländern bei photometrischen Messungen gebräuchliche Einheit der Lichtstärke, die Hefnerkerze, war die erste physikalisch brauchbare Lichteinheit überhaupt. Sie ist auch heute wegen ihrer hervorragenden begrifflichen Definition die Grundlage für photometrische Messungen und hat sich im besonderen gegenüber der Internationalen Kerze, welche in ihrer Definition grundsätzliche Mängel aufweist, gehalten. In neuerer Zeit wurde von Waidner und Burgess eine neue Lichteinheit vorgeschlagen, welcher die Strahlung eines schwarzen Körpers zugrunde liegt. Diese Neuerung läßt vor allem den Vorteil erkennen, daß der Absolutwert

der Lichtstärke genauer festsetzbar ist als bisher mit der Hefnerlampe. Während die Hefnerkerze unter Berücksichtigung aller bei genauen Messungen erforderlichen Sorgfalt auf etwa ± 1 Proz. genaue Messungen zu machen gestattet, wird für die Genauigkeit der mit Hilfe des schwarzen Körpers[1]) gemessenen Lichtstärke 0,1 Proz. angegeben. Die Genauigkeit von ± 1 Proz. ist auch heute noch für viele Anforderungen der Physik, der Beleuchtungstechnik usw. ausreichend, in anderen Fällen reicht diese Genauigkeit aber nicht mehr aus. Wenn kein Weg gefunden wird, um die Meßgenauigkeit der Hefnerlampe zu steigern, so wird man sich kaum der Notwendigkeit verschließen können, den an sich ungern vorgenommenen Schritt zu tun, die Einheit der Lichtstärke anders als bisher zu definieren, etwa mit Hilfe des schwarzen Körpers.

Die Lichtstärke der Hefnerkerze hängt von verschiedenen Umständen ab, wie Luftdruck, Kohlensäuregehalt der Luft, Luftfeuchtigkeit usw. Die genannten wichtigsten drei Einflüsse sind in ihrer Bedeutung und Größe schon seit Jahren in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt untersucht und mit vorerst ausreichender Genauigkeit bestimmt worden. Die Ungenauigkeit in der Messung mit der Hefnerlampe wird vor allem durch Schwankungen in der Höhe der Flamme bedingt; dies ist allen denen, die mit derartigen Messungen zu tun haben, bekannt. Es liegen schon einige Versuche vor, die Schwankungen der Lampe zu vermeiden. Insbesondere hat Foige[2]) eine Kammer angegeben, in der die Hefnerlampe ruhiger brennt. Seit dem Jahre 1933[3]) wurden auch in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Versuche angestellt, um die so wichtige und variable Größe der Flammenhöhe genauer zu studieren und wenn möglich Mittel zur Verringerung der Schwankungen zu suchen. Diese Versuche sind nunmehr zu einem Abschluß gelangt.

Bezüglich des Problems der Flammenhöhe der Hefnerlampe sind es zwei Aufgaben, die sich sogleich ergeben:

1. Die Untersuchung der Schwankungen, die die Flammenhöhe bei einer Messung erfährt, sowie ihrer Ursachen.
2. Die Ausbildung von technischen Mitteln, um die Schwankungen zu verringern.

1) H. T. Wensel, Wm. F. Roeser, L. E. Barbrow, F. R. Caldwell, Bull. of the Bur. of Standards **4**, 1931, S. 1103–1117.

2) K. Foige, Photogr. Industrie 15. 8. 1934. – Ztschr. f. Instrkde. **55**, 46, 1935.

3) Vgl. Bericht über die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1933, Physik. Zeitschr. **35**, 246, 1934; Wiss. Abhandlungen der P. T. R. **17**, S. 30 des Anhangs.

Zunächst wurden die Schwankungen der Flammenhöhe der Hefnerlampe nach ihrer Größe und nach ihrem Einfluß auf die Lichtstärke bestimmt. Hierzu diente folgende Anordnung:

Die Hefnerlampe H (Abb. 1) sendet Licht auf 2 um 90° versetzte rechtwinklige Prismen P, welche von der vertikalen Flamme ein horizontales Bild zu erzeugen gestatten. Das Licht geht

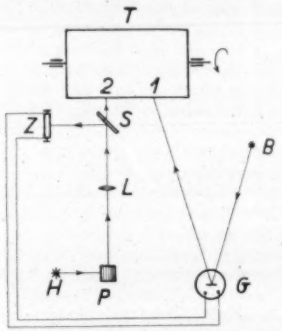


Abb. 1.

dann durch die Linse L und wird an der halbdurchlässig vergoldeten Glasplatte S geteilt: Ein Teil wird nach der Photozelle Z reflektiert und es wird der Photostrom mittels Galvanometers G und Einfadenlämpchen B durch den Lichtpunkt 1 auf der photographischen Registriertrommel T aufgezeichnet. – Der andere Teil des Lichts, welcher die Glasplatte S durchsetzt, fällt bei 2 auf die Registriertrommel T, hier ein objektives Bild der Spitze der Hefnerlampe H entwerfend. Auf diese Weise kann also gleichzeitig die Höhe der Flammenspitze und der Photostrom aufgezeichnet werden. Eine in der Abb. 1 nicht gezeichnete, besondere Anordnung gibt alle 5 Minuten den Nullpunkt der Photozelle bei Dunkelheit an; diese Nullage wird auf der Trommel T ebenfalls photographiert.

Beispielsweise ist in Abb. 2 ein Stück aus einer solchen Registrierung (Registrierdauer 4 Min.) wiedergegeben: 1 stellen die durch die Photozelle registrierten Schwankungen dar, 2 die Schwankungen der Flammenspitze. Man sieht sofort, daß beide Kurven, die Photoströme 1 und die Umgrenzungslinie des Bildes der Flammenspitze, einander parallel laufen, indem die Maxima bzw. Minima der einen mit denen der anderen zeitlich zusammenfallen. Wiederholte Aufnahmen dieser Art bestätigten diesen Befund. Sonach ist das Flackern der Hefnerlampe, insbesondere die Schwankungen der Spitze der

Flamme, die Ursache für die Schwankungen der Lichtstärke. Der Grund für die begrenzte Meßgenauigkeit ist damit festgestellt. Die Schwankungen der Flammenhöhe erwiesen sich als besonders groß, wenn die Hefnerlampe in einem

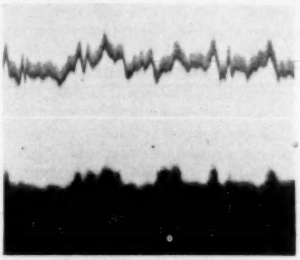


Abb. 2.

kleinen hölzernen Umbau gebrannt wurde, wie er vielfach mit der Lampe zu Messungen benutzt wird. Übrigens verwendete die Reichsanstalt bei ihren Messungen diesen Umbau nicht. Ferner waren die Schwankungen groß, wenn die Lampe auf einer horizontalen Platte, z. B. auf dem flachen Tisch stand, die Schwankungen waren aber wesentlich geringer, wenn die Lampe z. B. in mehreren Dezimetern Höhe über dem Experimentiertisch auf einem Stativ brannte. Natürlich vergrößern allerlei Luftströmungen und kurze Luftdruckänderungen die Schwankungen sehr. Das Öffnen der Zimmertür, Klatschen in die Hände usw. bringt ebenfalls ein Flackern der Flamme hervor.

Die Aufgabe bestand nunmehr darin, möglichst günstige und einfache Bedingungen für das Brennen der Hefnerlampe, d. h. möglichst geringes Flackern der Flamme herbeizuführen.

Nach mancherlei Vorversuchen erwies sich folgendes Gerät in Form einer Lochblechhaube, das in Abb. 3 und 4 wiedergegeben wird, als geeignet:

Die Hefnerlampe H steht auf einem verstellbaren und durch Libelle einstellbaren Stativ S. Unterhalb des Fußes von H befindet sich in etwa 20 cm Entfernung von der Flammenmitte ein runder Teller T aus Eisendrahtnetz (Maschengröße 2,5 × 2,5 mm). Auf diesen Teller kann ein Körper K aufgesetzt werden, der in der Mitte zylindrisch ist und zwei pyramidenförmige Ansätze A und B trägt. Die Maße sind:

K: 55 cm Höhe, 32,5 cm Durchmesser,
A: Länge: 47 cm, Enden: 10 cm × 22 cm,
B: Länge: 84 cm, Enden: 10 cm × 30 cm.

Der Zylinder K besteht aus gelochtem Eisenblech (Dicke des Bleches 0,7 mm, Lochentfernung 4 mm, Lochdurchmesser 2,2 mm); A und B bestehen aus Eisendrahtnetz wie der Teller T. A hat im Innern zwei rechteckige Blenden b_1 und b_2 von 4 × 6 cm und 3,5 × 5,5 cm; die Abstände der Blenden vom Mittelpunkt des Zylinders K betragen 15 cm und 36 cm. Die Löcher des Zylinders sind nach außen durchgedrückt worden, so daß das Blech zwischen den Löchern konkav geriffelt ist.

Der Zylinder K ist oben offen, ebenso wie das Ende des Ansatzstückes A, während B hinten, im Abstand von 1 m von der Hefnerflamme,

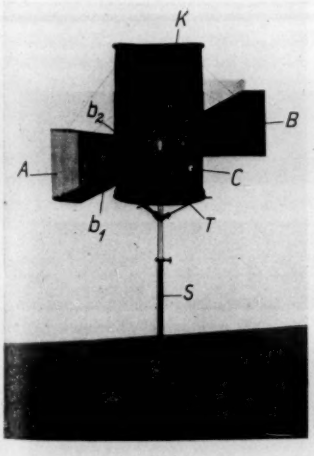


Abb. 3.

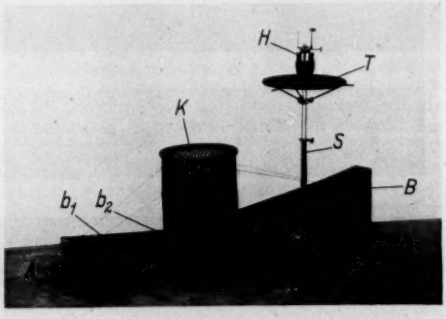
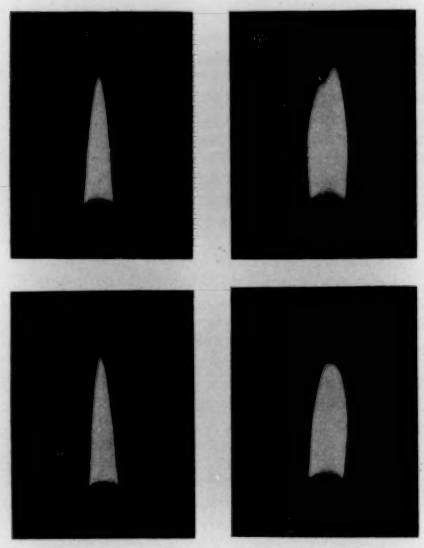


Abb. 4.



a b

Abb. 5 (etwa $^2/_3$ natürliche Größe).

durch eine schwarze Tuchtapetenwand abgeschlossen ist. Zur Einstellung der Flammenhöhe ist ein Trieb C vorgesehen, der durch eine Öffnung des Zylinders K führt und bei dessen Drehung — von außen mit der Hand — die im Innern von K brennende Hefnerlampe eingestellt werden kann. Ein zweites Loch in der Wand des Zylinders K gestattet einen Durchblick auf das Visier der Lampe. Alle Blech- und Drahtnetzteile sind mit Mattlack geschwärzt. Der zylindrische Teil K gibt der Flamme die Führung, so daß die Flamme ruhiger steht; der Ansatz B bewirkt das Fortfallen aller Strahlung des Hintergrundes, vor dem die Flamme brennt; der Ansatz A dient dazu, die Bildung von Luftströmungen zwischen der Flamme und dem Strahlungsempfänger zu verhindern. Die Form der Flamme wird durch die beschriebene Einrichtung, schon für das bloße Auge erkennbar, verändert: Die Flamme wird schlanker und steifer. Dies zeigt Abb. 5, in welcher 4 photographische Flammenbilder (10 Sek. Expositionsdauer bei gleichzeitiger Aufnahme beider Flammen a und b) wiedergegeben sind: a zeigen zwei Aufnahmen der in der beschriebenen Einrichtung brennenden Flamme, welche auch bei Wiederholung und Vertauschung der Standorte immer die gleiche, schlanke Form hatte, b sind Aufnahmen von gewöhnlichen Hefnerflammen, wie man sie früher benutzte, und zwar mit dem oben erwähnten hölzernen Umbau. Man sieht deutlich die Verschiedenheit beider Flammenbilder. Wenn man die Hefnerlampe frei auf einer Säule, in etwa 100 cm über dem Fußboden brennt, tritt ebenfalls ein Schlanker- und Steiferwerden der Flamme und damit eine Verminderung des Flackerns ein, doch ist die Konstanz der Flamme nicht so gut wie mit dem beschriebenen Gerät.

Beim Gebrauch für Meßzwecke tritt das Licht der Hefnerlampe ungehindert durch die Blenden b_2 und b_1 (Abb. 3 und 4), gelangt zum Ausgang von A und fällt von hier auf den Strahlungsempfänger,

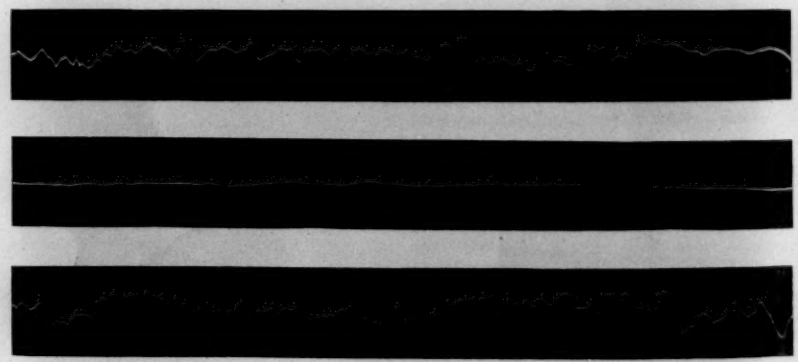


Abb. 6.

mit dem die Lichtstärke gemessen wird. Es wurden u. a. folgende Versuche ausgeführt:

1. Registrieraufnahmen des Photostroms in einer Sperrschichtphotozelle, welche mit der Hefnerlampe beleuchtet wird. Hierbei war entweder die Flamme mit Hilfe einer Linse auf der Photozelle abgebildet oder es fiel das Licht der Flamme aus 65 cm Entfernung ohne Linse auf die Photozelle. In Abb. 6 sind z. B. 3 solche kurz hintereinander auf demselben Papier aufgenommene Registrierkurven wiedergegeben (Registrierdauer jeder Kurve etwa 25 Min.):

1. Von der freibrennenden, direkt auf dem Tisch stehenden Hefnerlampe.
2. Von der in der beschriebenen Einrichtung brennenden Hefnerlampe.
3. Wieder von der freibrennenden Flamme.

Man sieht, daß die mittlere Kurve nur Schwankungen zeigt, die einen Bruchteil derjenigen der anderen beiden Kurven betragen.

2. Statt der Registrierungen wurden zeitlich nacheinander galvanometrische Ablesungen der Photoströme gemacht. Diese bestätigten durchweg das Ergebnis der Registrierkurven, daß die Hefnerlampe in der Lochblechhaube (Abb. 3 u. 4) erheblich ruhiger brennt. Es erübrigte sich, hier Mittelwerte aus aufeinanderfolgenden Meßzahlen zu bilden, wie sie bei der freibrennenden Flamme, wie bekannt, notwendig sind. Wenn die Hefnerlampe nur auf der Säule (mit Drahtnetzboden), ohne die Einrichtung der Lochblechhaube, brannte, mußte gemittelt werden.

3. Wenn einmal die Hefnerlampe frei auf der Säule mit Drahtnetzboden stehend brannte, das andere Mal auch noch das beschriebene Gerät der Lochblechhaube darüber gesetzt war, so zeigte sich, daß die Hefnerlampe im zweiten Fall um rund 0,4 Proz. heller brannte.

4. Die auf einer Photometerbank stehende Hefnerlampe in der üblichen Meßeinrichtung mit Lummer-Brodhunschem Photometerkopf wurde mit der Lochblechhaube versehen und wie üblich die Lichtstärke gegen Gebrauchsnormal gemessen. Diese im Photometrischen Laboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt angestellten Messungen ergaben, daß innerhalb der Meßgenauigkeit die Lichtstärke dieselbe war wie ohne die Lochblechhaube. Ein Korrektionswert bei solchen Messungen wird also, soweit bisher ersichtlich, durch die Lochblechhaube nicht notwendig.

Zusammenfassung.

Es wird ein Gerät in Form einer Lochblechhaube beschrieben, das, bei Messungen mit der Hefnerlampe zusätzlich verwendet, die Meßgenauigkeit steigert und geeignet erscheint, die Einheit der Hefnerlampe zu verbessern.

Berlin-Charlottenburg, Oktober 1936.

(Eingegangen 8. Oktober 1936.)

Über Quecksilber-Thallium-Legierungen und ihre Verwendung für thermometrische Zwecke.

Von Helmut Moser.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Die untere Temperaturgrenze für die Verwendung eines Quecksilberthermometers ist bekanntlich durch den Erstarrungspunkt des Quecksilbers bei $-38{,}9°$ C gegeben. Für meteorologische Zwecke ist diese untere Grenze in vielen Fällen nicht ausreichend. Sowohl auf der Erdoberfläche (am sog. Kältepol der Erde in Werchojansk in Sibirien beträgt die durchschnittliche jährliche untere Temperaturgrenze $-62°$ C) als auch in höheren Luftschichten können wesentlich tiefere Temperaturen auftreten. Es mag daher von Bedeutung sein, daß eine Quecksilber-Thallium-Legierung, die erst bei $-60°$ C erstarrt, dieselben guten thermometrischen Eigenschaften zeigt wie reines Quecksilber.

Die Erstarrungskurve der Quecksilber-Thallium-Legierungen ist bereits im Jahre 1901 von Kurnakow[1]) festgestellt worden. Nach dieser Kurve existieren zwei eutektische Legierungen bei 8,5 und 40,5 Proz. Thalliumgehalt. Die erstere zeichnet sich durch tieferen Erstarrungspunkt, die zweite durch niedrigeren Dampfdruck vor reinem Quecksilber aus. Obwohl beide Eigenschaften für thermometrische und auch andere Zwecke von Vorteil sein können, haben diese Legierungen meines Wissens bis heute keine praktische Anwendung gefunden, was wohl in erster Linie darauf zurückzuführen ist, daß sie an Luft sehr leicht oxydieren und in diesem Zustand sehr schlechte kapillare Eigenschaften besitzen. Es hat sich aber gezeigt, daß die von Oxyd befreiten Legierungen im Vakuum oder in Berührung mit einem chemisch unwirksamen Gas (z. B. Argon) bezüglich ihrer kapillaren und sonstigen Eigenschaften dem reinen Quecksilber durchaus gleichwertig sind. Im folgenden werden daher einige Eigenschaften der beiden genannten eutektischen Legierungen mitgeteilt, die besonders mit Rücksicht auf ihre Verwendung als Ausdehnungsflüssigkeit für thermometrische Zwecke von Bedeutung sind.

1) Kurnakow, Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. **33**, 565, 1901; Zeitschr. f. anorgan. Chem. **30**, 86, 1902.

Legierung A.

Zusammensetzung:

8,5 Proz. *Tl*; 91,5 Proz. *Hg*

Erstarrungspunkt:

$-60{,}0 \pm 0{,}2°$ C

Kapillardepression im Vakuum:

etwa ebenso wie bei reinem *Hg*

Dichte bei 0°:

$13{,}40_7$ g/cm³

Dichte bei 20°:

$13{,}35_9$ g/cm³

Ausdehnungskoeffizient zwischen 0° und 20°:

$0{,}000179_3$ 1/° C

Scheinbarer Ausdehnungskoeffizient in Jenaer Glas 16^{III} zwischen 0° und 20°:

$0{,}000155_4 = 1/6430$ 1/° C

Mutterteilung für ein Thermometer aus Jenaer Glas 16^{III} (bei gleichmäßigem Querschnitt der Kapillaren):

Temperatur ° C	Entfernung von 0° in Skt.
+ 20	+ 20,00
0	0,00
− 20	− 20,23
− 40	− 40,79
− 60	− 61,95

Besondere Eigenschaft: Metallische Flüssigkeit mit dem tiefsten Erstarrungspunkt.

Legierung B.

Zusammensetzung:

40,4 Proz. Thallium; 59,6 Proz. *Hg*[1])

Erstarrungspunkt:

$-0{,}8°$ C[1])

Dampfdruck bei 500° C:

4,3 Atm.

Besondere Eigenschaft:

Dampfdruck bei 500° ist etwa halb so groß als bei reinem Quecksilber.

Die Legierung B ist nur der Vollständigkeit halber angegeben worden. Sie könnte z. B. für hochgradige Thermometer verwendet werden, die dann nur mit der Hälfte des Gasdruckes gefüllt werden brauchen, der bei Verwendung von reinem Quecksilber erforderlich ist. Ob dieser Vorteil jedoch so wesentlich ist, daß sich die schwierige Füllung mit der *Hg-Tl*-Legierung lohnt, erscheint fraglich.

Größere Bedeutung kommt jedenfalls der 8,5prozentigen Legierung A wegen ihres tiefen Erstarrungspunktes zu. Sie kann überall dort verwendet werden, wo ein Luftabschluß möglich ist und wo Quecksilber wegen seines höheren Erstarrungspunktes versagt. Die mit dieser Legierung gefüllten Thermometer, von denen einige Exemplare durch die Firma R. Fueß in Berlin-Steglitz angefertigt wurden, zeigten auch nach längerem Gebrauch (von z. T. über ein Jahr) keine merkliche Verschmutzung der Kapillaren und sind äußerlich von Quecksilberthermometern nicht zu unterscheiden. Sie arbeiten in Verbindung mit Platinkontakten einwandfrei und besitzen auch sonst die bekannten Vorzüge der Quecksilberthermometer. Temperaturmessungen, die mit diesen Thermometern ausgeführt wurden, haben gezeigt, daß oberhalb von $-59{,}8°$ C von einer beginnenden Erstarrung der Legierung noch nichts zu merken ist. Für fabrikmäßig hergestellte Thermometer wird man jedoch zweckmäßig eine untere Temperaturgrenze von $-59{,}0°$ angeben, da sich geringe Schwankungen in der Zusammensetzung der Legierung wohl nicht gänzlich vermeiden lassen.

Berlin-Charlottenburg, im Oktober 1936.

(Eingegangen 9. November 1936.)

1) Zusammensetzung und Erstarrungspunkt der eutektischen Legierung B werden von Kurnakow (a. a. O.) etwas anders angegeben.

Zur Erklärung der lichtelektrischen Effekte an Kupferoxydul.

Von Werner Behrendt[1]).

I. Einleitung.

Das Auftreten eines lichtelektrischen Stromes ohne Hilfsspannungsquelle wurde 1877 von Adams und Day (1) an Selen festgestellt. An Kupferoxydul beobachtete man denselben Effekt erst im Jahre 1927 (16). Nach den ersten systematischen Untersuchungen von Schottky (34), Duhme und Schottky (11) und Lange (20) sind zahlreiche Arbeiten über dieses Gebiet erschienen. Trotzdem stimmen die Ansichten der verschiedenen Forscher über die Deutung der experimentellen Ergebnisse keineswegs überein. Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit wurden vorgenommen, um durch Beibringung neuen Materials über den Einfluß der Metallelektroden, der Sperrschicht und der Temperatur sowie durch theoretische Betrachtungen zur Klärung der strittigen Fragen beizutragen.

1) Berliner Dissertation.

Bevor auf die Theorien der Halbleiterphotoeffekte eingegangen wird, sollen kurz die an Halbleitern, insbesondere Kupferoxydul, beobachteten lichtelektrischen Effekte aufgezählt werden.

Kupferoxydul ist ein Halbleiter, dessen elektrische Leitfähigkeit von stöchiometrisch unmeßbaren überschüssigen Sauerstoffmengen um mehrere Zehnerpotenzen beeinflußt wird (12). Sauerstoffreiches Oxydul leitet besser als sauerstoffarmes.

Kupferoxydul ist für kurzwelliges Licht bis 630 $m\mu$ praktisch undurchsichtig; jenseits der Absorptionskante fällt die Absorption steil bis zu kleinen Werten ab und nähert sich über zwei flache Maxima bei 800 und 2000 $m\mu$ dem Wert Null (32).

Der innere lichtelektrische Effekt (29, 32), also die Verminderung des Widerstandes bei Belichtung, wird an Cu_2O bei Verwendung von rotem und ultrarotem Licht jenseits der Absorptionskante gefunden. Er geht parallel der Absorption, erreicht sein Maximum bei 630 $m\mu$, also an der Kante. Licht, dessen Wellenlänge unterhalb von 630 $m\mu$ liegt, bewirkt keine oder nur eine sehr geringe Leitfähigkeitssteigerung.

Beim Kristallphotoeffekt (9) entsteht im Kristall ohne Vorspannung eine elektromotorische Kraft. Bei Stromentnahme fließen die Elektronen in Richtung des Lichtes. Der Effekt ist unabhängig von Metallkontakten (6, 7, 10), ist also ebenso wie der innere lichtelektrische Effekt als Effekt im Innern des Kristalls anzusehen. Die spektrale Verteilung ist dementsprechend annähernd dieselbe wie beim inneren Effekt (4).

Der Hinterwandeffekt (19, 34) wird an Kupferoxydul beobachtet, das auf Mutterkupfer aufgewachsen ist. Die Stromrichtung ist dieselbe wie beim Kristallphotoeffekt. Da der Effekt seinen Sitz an der Grenze Cu_2O-Mutterkupfer hat, wirkt die vorgeschaltete Kupferoxydulschicht als Filter, das kein Licht mit Wellenlängen unter 630 $m\mu$ durchläßt. Die spektrale Verteilung ist demnach dieselbe wie bei den bisher besprochenen Effekten.

Beim Vorderwandeffekt (11), der einen innigen Kontakt zwischen der vorn angebrachten Metallelektrode und dem Halbleiter erfordert, strömen die Elektronen entgegen der Lichtrichtung aus dem Halbleiter in das Metall. Da hierbei nur die obersten Schichten des Oxyduls mitwirken, wird am besten kurzwelliges, also sehr stark absorbiertes Licht ausgenutzt.

Bei allen vier besprochenen Halbleiterphotoeffekten ist der lichtelektrische Strom proportional der Lichtintensität (32, 9, 2, 21). Bei den drei Spontanstromeffekten, also Kristall-, Hinterwand- und Vorderwandeffekt, gilt dieses Gesetz nur für den Kurzschlußstrom, also für den Strom beim äußeren Widerstande O.

Vorder- und Hinterwandeffekt sind auf das engste mit dem Begriff der Sperrschicht verknüpft.

Die Anwesenheit von Schichten hohen Widerstandes an den Grenzflächen Kupferoxydul–Mutterkupfer und – bei reduzierender Behandlung der Oberfläche – auch Cu_2O gegen aufgebrachte Metallelektroden wurde von Schottky und Deutschmann (33) an Kupferoxydulgleichrichtern festgestellt. Durch Sondenmessungen ergab sich, daß zwischen Mutterkupfer und Kupferoxydul fast der ganze elektrische Widerstand eines solchen Gleichrichters zu suchen ist. Durch Ätzen mit Salpetersäure oder durch sonstige reduzierende Mittel ist eine solche Schicht auch auf der vorderen Seite von aufgewachsenem oder auf beiden Seiten von massivem Kupferoxydul zu erhalten. Die Dicke der Schicht ergibt sich aus Kapazitätsmessungen mit Wechselstrom (33) oder mit dem ballistischen Galvanometer (38) sowie durch quantitative Abätzversuche (40) zu 10^{-5}–10^{-7} cm. Der Widerstand dieser schlechtleitenden Schichten nimmt bei höheren Stromdichten ab, die Kombination Cu_2O–Isolierschicht–Metall leitet einseitig in dem Sinne, daß leichter Elektronen vom Metall in das Oxydul übergehen als umgekehrt. Wegen der gerichteten Leitfähigkeitseigenschaften nannte Schottky diese Schichten Sperrschichten und den Halbleiterphotoeffekt, da er diesen auf das Vorhandensein der Sperrschichten zurückführte, Sperrschichtphotoeffekt. Der Name hat sich auch für solche Halbleiterzellen (z. B. Selenzellen) eingebürgert, bei denen bisher keine Sperrschicht sicher nachgewiesen wurde.

Wird durch Abschleifen oder nichtreduzierendes Abätzen vor dem Aufbringen des Metalles die Oberfläche von Kupferoxydul von der Sperrschicht befreit, so wird der Wirkungsgrad des Vorderwandeffektes wesentlich schlechter (11, 39). Schottky erklärt deshalb die beiden Sperrschichtphotoeffekte, Vorderwand- und Hinterwandphotoeffekt, so, daß die dicht an der Sperrschicht lichtelektrisch ausgelösten Elektronen die einseitig leitende Grenzschicht durchschlagen, in der Metallelektrode ihre Energie abgeben und zum Teil über ein Galvanometer und die Gegenelektrode, zum Teil durch die Sperrschicht durch strömen. Durch Versuche mit Lichtsonden, schmalen Lichtbündeln, die er in verschiedenem Abstand von einer ebenfalls schmalen vorderen Elektrode auf das Oxydul auffallen ließ, konnte Schottky nachweisen, daß beim Hinterwandeffekt tatsächlich nur die unmittelbar vor dem Mutterkupfer ausgelösten Elektronen zu dem Effekt beitragen.

Allerdings würde die gerichtete Leitfähigkeit den Effekt nicht begünstigen, sondern im Gegenteil behindern, da die Elektronen leichter aus dem Metall in den Halbleiter fließen als umgekehrt. Doch wird hierbei die experimentell gefundene Tatsache verständlich, daß der Kurzschlußstrom genau proportional der auffallenden Lichtintensität ist, auch wenn infolge Sperrwirkung oder innerem Photoeffekt der Widerstand der Zelle sich ändert (2).

Die Zahl der lichtelektrisch ausgelösten und damit auch die Zahl der in das Metall eintretenden Elektronen ist nämlich proportional der Lichtmenge, wenn durch äußeren Kurzschluß das Auftreten einer Gegenspannung verhindert wird.

Perucca und Deaglio (28) lehnen die Sperrschichttheorie ab und nehmen außer der Elektronenleitung eine Ionenleitung im Kupferoxydul an. Jedoch sind ihre Versuche von Mönch und Stühler (24) widerlegt worden.

Perucca (27) erklärt den Hinterwandeffekt als reinen Hallwachseffekt, also als äußeren lichtelektrischen Effekt. Die langwellige Grenze der äußeren lichtelektrischen Wirkung liegt aber bei Cu_2O und allen anderen untersuchten Halbleitern unterhalb 300 $m\mu$ (14). Dadurch ist auch diese Annahme von Perucca widerlegt.

Dember (9) nimmt für den Kristallphotoeffekt eine Elektronendiffusion in Richtung des Konzentrationsgefälles an. Diese Vorstellung wird theoretisch unterbaut von Wolff (41). Wolff setzt voraus, daß die lichtelektrisch ausgelösten Elektronen sich annähernd kugelsymmetrisch im Metall verteilen. Dann ergibt sich ein Leitungsüberschuß in Richtung des Konzentrationsgefälles.

An Stelle dieser rein kinematischen Theorie setzen Teichmann (37), Pelz (26), Mönch und Stühler (25), Lange (21) u. a. einen Analogieschluß zum Thermoeffekt, der ebenso wie die Photospannung durch Unterschiede der Elektronenkonzentration erklärt wird. Sie benutzen dabei die Nernstsche Theorie der Konzentrationselemente. Ebenso wie Ionenlösungen verschiedener Konzentrationen ein galvanisches Element bilden, sollen Halbleiterschichten, in denen z. B. infolge verschiedener Lichtabsorption verschiedene Elektronenkonzentrationen herrschen, ein Photoelement bilden. Infolge der großen Beweglichkeit der Elektronen gegenüber den praktisch unbeweglichen positiven Atomrümpfen strömen die Elektronen in Richtung des Konzentrationsgefälles. Zur Erklärung des Vorderwandeffektes ziehen die Verfechter dieser Theorie statt der Sperrschicht eine Isolierschicht heran, in der die Elektronenkonzentration bei Belichtung nicht so stark ansteigt wie im darunter befindlichen Halbleiter, so daß tatsächlich ein Konzentrationsgefälle nach der belichteten Elektrode hin vorhanden ist.

Der Thermoeffekt an Kupferoxydul ist aber im Gegensatz zum Kristallphotoeffekt so gerichtet, daß die Elektronen an der erwärmten, also elektronenreichen Seite austreten (22). Auch ist mit Konzentrationselementen schwer die Tatsache zu erklären, daß der Kurzschlußstrom proportional der Lichtintensität ist. In jede Berechnung von Konzentrationselementen und Thermoelementen geht nämlich nur die Spannung, aber niemals der Strom ein.

Es war das Ziel der vorliegenden Arbeit, eine Entscheidung zwischen den beiden Theoriengruppen, den rein kinematischen Theorien von Schottky, Dember und Wolff einerseits und den Konzentrationstheorien andererseits zu bringen und zu einer einheitlichen Deutung der drei Spontanstromeffekte an Halbleitern zu gelangen. Dabei wurden die bereits von anderen gemessenen Gesetzmäßigkeiten durch eigene Versuche ergänzt.

II. Herstellung des Versuchsmaterials.

Für Versuche, die zur Klärung der Anschauungen über die verschiedenen Spontanstromeffekte an Halbleitern beitragen sollen, eignet sich am besten massives Kupferoxydul. Daher wurden die Experimente zu der vorliegenden Arbeit an solchem durchoxydierten Material gemacht. Die Herstellung geschah wie üblich durch längeres Erhitzen von Kupfer in Luft. Für die endgültigen Messungen wurden Kupferbleche $2 \cdot 80 \cdot 80$ mm³ 156 Stunden lang in einem Silitstabofen bei 1020—1040° in Luft erhitzt. Nach der Oxydation betrug die Dicke 3 mm. Das Kupfer war vollkommen durchoxydiert, jedoch waren die von beiden Seiten des Bleches nach innen wachsenden Kristalle nur teilweise zusammengewachsen. An den übrigen Stellen war eine mittlere Schicht von einigen Zehntelmillimeter Dicke mit kleineren Kristalliten ausgefüllt. Die Platten wurden in je neun kleinere Platten von $27 \cdot 27$ mm² Fläche zerbrochen, um eine Anzahl völlig gleicher Oxydulzellen gleichzeitig untersuchen zu können. Zwischen den einzelnen Stücken einer großen Platte zeigten sich keine Unterschiede in elektrischer oder lichtelektrischer Hinsicht.

III. Einfluß der Abnahmeelektrode.

Der Kristallphotoeffekt ist ein Volumeneffekt. Demnach ist er unabhängig von der Art der Abnahmeelektrode. Dember (10) sowie Bergmann (6) fanden, daß er auch bei kapazitiver Kopplung noch meßbar ist. An polykristallinem Material ist er unmeßbar klein (22). Auch an dem im vorigen Kapitel beschriebenen Material konnte er nicht nachgewiesen werden.

Beim Hinterwandeffekt ist im allgemeinen das Mutterkupfer als hintere Elektrode gegeben. Die vordere Elektrode kann durch kapazitive Kopplung (6) ersetzt, ferner als Drahtnetz (16) oder durch Kathodenzerstäubung oder oberflächliche Reduktion als durchscheinende Metallschicht (20) aufgebracht werden. Sie übt einen Einfluß auf den

Effekt nur durch ihren Widerstand und ihre Lichtdurchlässigkeit aus.

Will man die hintere Elektrode variieren, ist man auf Versuche an massivem Kupferoxydul angewiesen.

Der Versuch, die Abhängigkeit des Photostromes beim Hinterwandeffekt von der Dicke der hinteren Elektrode zu bestimmen, scheiterte an der auch im roten Spektralgebiet noch erheblichen Absorption dicker Oxydulplatten. Selbst bei Platten von 0,5 mm Stärke konnte der Hinterwandeffekt nur mit ungefiltertem Licht unter Verwendung eines hochempfindlichen Spiegelgalvanometers (Zernicke) nachgewiesen werden. Genauere Messungen ließen sich daher zur Klärung dieser Frage nicht anstellen.

Über den Einfluß der Abnahmeelektrode beim Vorderwandeffekt liegt vor allem eine Untersuchung von Bulian (8) vor. Bulian bestäubte aufgewachsenes Oxydul mit Gold, Silber, Platin und Nickel und fand, daß silberbestäubte Zellen die beste Photostromausbeute, bezogen auf auffallendes Licht, zeigten. Als günstigste Schichtdicke ergab sich für Silber 3,6 mμ, für Gold 10 mμ. Die Absorption der Abnahmeelektrode wurde nicht bestimmt.

Nimmt man an, daß das Elektronenkonzentrationsgefälle allein die Photospannung bestimmt, so sollte man völlige Unabhängigkeit der Photospannung von der Deckelektrode annehmen, wenn man auf einfallende, also durch die metallene Deckschicht gelangende Lichtenergie bezieht. Auch ein Drahtnetz müßte als vordere Elektrode genügen.

Dagegen muß im Falle der Gültigkeit der Schottkyschen Annahmen der Photostrom, auf einfallende Energie bezogen, mit steigender Metallschichtdicke bis zu einem Grenzwert steigen, der erreicht wird, wenn alle in das Metall strömenden Elektronen im Metall absorbiert werden. Andernfalls könnte ein Teil der im Metall angelangten Elektronen zurückdiffundieren und damit der Messung verlorengehen.

Bei einem Drahtnetz als Vorderelektrode ist kein Effekt zu erwarten, da ein solches stets nur an einigen Punkten berührt und die Photoelektronen im allgemeinen keine Gelegenheit haben werden, in das Metall zu strömen.

Ein Einfluß der Art des Metalles ist bei beiden Theorien nicht zu erwarten. Von der Elektrode auf der unbelichteten Seite ist ebenfalls keine Beeinflussung des Effektes zu erwarten.

Da zur Entscheidung über die Gültigkeit der beiden Theorien die Strom- und Spannungsausbeute, bezogen auf „einfallendes" Licht, bei variabler Metallschichtdicke zu bestimmen ist und derartige Versuche noch nicht vorlagen, wurden sie hier durchgeführt.

Zu diesem Zwecke wurden die Cu_2O-Platten beidseitig mit Salpetersäure 30 Sekunden geätzt, also auf beiden Seiten mit Sperrschichten versehen, und beidseitig auf einer Kreisfläche von 1 cm Radius mit Gold bestäubt. Bei der Kathodenzerstäubung, die zur Vermeidung von Reduktionen in Luft geschah, wurden stets Glas- oder Quarzplatten neben die Oxydulplatte gelegt, um die Lichtabsorption sowie durch Wägung die Dicke der Goldschicht festzustellen.

Die lichtelektrischen Untersuchungen wurden mit Hilfe einer Filterapparatur spektral vorgenommen.

Als Lichtquelle diente ein Quarzquecksilberbrenner, aus dessen Spektrum die einzelnen Linien durch folgende Filterkombinationen ausgesondert wurden.

1. Rot 600—650 mμ. Wrattenfilter Nr. 71a, dazu 3 cm Tartrazin (0,02 g in 100 ccm H_2O).
2. Gelb 577—579 mμ. Wrattenfilter Nr. 73, dazu 3 cm einer 3prozentigen Kupfersulfatlösung.
3. Grün 546 mμ. Wrattenfilter Nr. 74, dazu 3 cm einer 3prozentigen Kupfersulfatlösung.
4. Grün 492 mμ. Wrattenfilter Nr. 75, dazu 3 cm einer 3prozentigen Kupfersulfatlösung.
5. Blau 436 mμ. 3 cm einer 3prozentigen Kupfersulfatlösung, dazu 5 cm Säurerhodamin (0,003 g in 100 ccm H_2O), dazu 2 mm Kobaltglas.

Die Reinheit der Linien wurde mit dem Taschenspektroskop geprüft, in dem sich jeweils nur die gewünschte Linie zeigte, mit Ausnahme der Linien 577 und 546, die nicht völlig getrennt werden konnten. Die Energie des auffallenden Lichtes wurde mittels einer Mollschen Großflächenthermosäule gemessen, auf die das Licht mittels eines Schwenkprismas gelenkt werden konnte. Die bestäubten Kupferoxydulplatten wurden zwischen zwei Messingringe geklemmt, die einen genügend sauberen Kontakt ergaben. Die Messung der Photoströme geschah mit einem Zernicke-Galvanometer von 20 Ohm innerem Widerstand und einer Stromempfindlichkeit von $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ Amp/Skt. Gegenüber dem Zellenwiderstand, der im allgemeinen etwa 800 Ohm betrug, ist der Galvanometerwiderstand von 20 Ohm zu vernachlässigen, so daß die gemessenen Ströme als „Kurzschlußströme" zu betrachten sind.

Als Vorversuch wurde bei gleichbleibender vorderer Elektrode die Dicke der hinteren Elektrode variiert. Es zeigte sich entsprechend der Erwartung völlige Unabhängigkeit des Photostromes von der Dicke der hinteren Elektrode von einer gewissen Mindestdicke an, bei der der Kontaktwiderstand Gold—Cu_2O gegen den gesamten Zellenwiderstand zu vernachlässigen war. Diese Mindestdicke von etwa 8 mμ wurde bei den folgenden Versuchen stets eingehalten.

Zunächst wurde ein Drahtnetz als Vorderelektrode am Oxydul angebracht (Dicke der Goldelektrode $= 0$). Hierbei war nicht der geringste Vorderwandeffekt nachweisbar, entgegen der Voraussage, die für ein Konzentrationselement zu machen war, aber entsprechend der Schottkyschen Theorie.

Nunmehr wurde die Photostromausbeute bei Goldschichten verschiedener Dicke als Vorderelektrode bestimmt. Bezieht man die spektrale Verteilung der gemessenen Photoströme auf ein energiegleiches auffallendes[1]) Spektrum, so erhält man die früher schon von Bulian (8) gefundenen Kurven mit dem Maximum bei 500 mμ. Die dicken Goldschichten genau so stark wie die Lichtdurchlässigkeit der Goldschicht. Das bedeutet, daß die Abnahme der Stromausbeute nur durch die Lichtabsorption im Gold bedingt ist. Bezieht man die Ausbeute auf die Energie, die auf die Kupferoxyduloberfläche gelangt, so steigt die Ausbeute bei wachsender Goldschichtdicke bis zu einem Grenzwert, der bei kurzwelligem Licht später erreicht wird als bei langwelligem.

In Fig. 2 sind die so gewonnenen spektralen Verteilungskurven, bezogen auf einfallendes Licht, aufgezeichnet. Man erkennt das Ansteigen

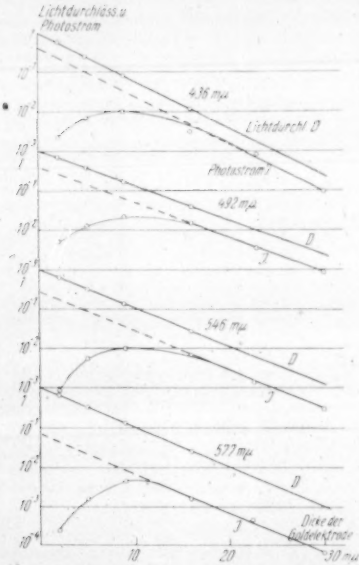


Fig. 1. Kurzschlußstrom von goldbestäubten Zellen, bezogen auf auffallende Energie in bel. Einh. und Lichtdurchlässigkeit der Goldelektrode als Funktion der Goldschichtdicke bei verschiedenen Wellenlängen. Die Asymptoten der Ausbeutekurven gehen parallel den Durchlässigkeitsgeraden.

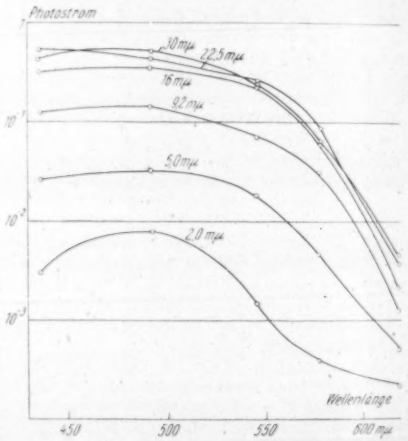


Fig. 2. Spektrale Verteilung goldbestäubter Zellen, bezogen auf einfallende Energie in bel. Einheit. Parameter ist die Dicke der Goldelektrode. Die Kurven konvergieren gegen eine Grenzkurve.

höchste Stromausbeute zeigen Zellen mit einer Goldschicht von etwa 10 mμ Stärke.

Anders wird das Bild, wenn man die Lichtabsorption des aufgestäubten Goldes berücksichtigt.

In Fig. 1 ist die Stromausbeute, bezogen auf auffallendes[1]) Licht, und die Durchlässigkeit der Goldschichten in logarithmischem Maßstabe als Funktion der Goldschichtdicke aufgetragen. Man sieht, daß die Asymptoten der Ausbeutekurven parallel der Durchlässigkeitsgeraden gehen. Der Photostrom verringert sich also bei des Photostromes bis zu Elektrodendicken von 16–20 mμ. Weitere Verstärkung der Metallelektroden bringt kein Anwachsen des Stromes mehr.

Außerdem sieht man dabei, wie bei den dickeren Goldschichten, von etwa 16 mμ an, das Maximum bei 500 mμ verschwindet und die Kurve zum kurzwelligen Teil des Spektrums hin monoton steigt.

Es entsteht die Frage, wodurch der Anstieg der Ausbeute mit der Dicke des aufgebrachten Metalles zu erklären ist. Der Einwand liegt nahe, daß die Leitfähigkeit des Metalles nicht ausreicht, um bei den dünneren Schichten die Elektronen abzutransportieren.

Diesem Einwand steht folgendes Versuchsergebnis entgegen.

1) Auffallendes Licht: Auf die Metallelektrode fallendes Licht. Einfallendes Licht: Nach Passieren der Metallelektrode in das Cu_2O fallendes Licht.

In Fig. 3 ist der Widerstand der Goldschichten aufgetragen, gemessen zwischen 2 Sonden von etwa 1 qmm Querschnitt in 1 cm Abstand. Der Widerstand war dabei der gleiche, wenn man einmal auf dem Oxydul, das andere Mal auf der mitbestäubten Glas- bzw. Quarzplatte maß. Man sieht, daß schon bei einer Dicke von 8 mμ der Widerstand des Goldes nur noch weniger als 2 Ohm beträgt, der Widerstand der ganzen Zelle dagegen, der mit eingezeichnet ist, 830 Ohm. Die Photostromausbeute beträgt dabei aber erst 15–30 Proz. des Endwertes. Dieser Befund läßt sich am einfachsten deuten, wenn man mit Schottky eine Absorption der Elektronen

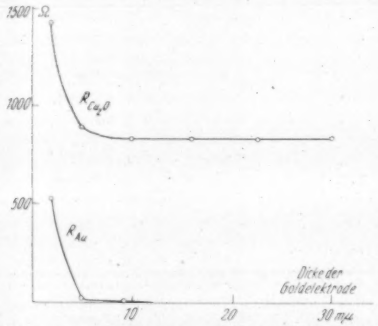


Fig. 3. Widerstand von goldbestäubten Oxydulzellen und Widerstand der Goldelektrode als Funktion der Elektrodendicke.

im Metall annimmt. Man kommt dabei zu mittleren Weglängen von 10–15 mμ. Dieser Wert stimmt nicht mit dem Wert von etwa 3 mμ überein, den Schulze (35) für lichtelektrisch ausgelöste Elektronen an freitragenden Goldschichten gefunden hat. Jedoch stellte Schulze seine Schichten durch Verdünnung massiver Goldschichten her, so daß ein gut ausgebildetes metallisches Gitter gewährleistet war, während sich bei der Kathodenzerstäubung die metallischen Eigenschaften der Schichten mit steigender Schichtdicke erst allmählich zeigen (31).

Aus der geringen Änderung des Zellenwiderstandes (42 Proz., s. Fig. 3) und der starken Änderung des Kurzschlußstromes (10000 Proz., s. Fig. 2) muß auf einen Anstieg der Photospannung mit steigender Elektrodendicke, entgegen der Voraussage, die sich für ein Konzentrationselement machen läßt, geschlossen werden.

Zum Vergleich wurden auch Oxydulzellen mit Silberelektroden hergestellt. Dabei ergab sich in Übereinstimmung mit Bulian, daß schon bei Silberschichten von 3–4 mμ Stärke gute Photostromausbeuten erzielt wurden. Hier liegt also der Absorptionskoeffizient der Elektronen in der richtigen Größenordnung.

Die Silberschichten zeigten auf Oxydul schon eine gute Leitfähigkeit, wenn die Schichten auf der mitbestäubten Glasplatte sich noch in der nicht leitenden, rotdurchscheinenden Modifikation befanden (35). Die Absorption des Silbers auf dem Oxydul konnte also nicht bestimmt werden, und von einer Darstellung der Ergebnisse an silberbestäubten Zellen wurde daher abgesehen. Jedoch zeigten dickbestäubte Zellen, bei denen auch die Vergleichsschichten auf Glas gut leiteten, dieselbe Photostromausbeute wie die goldbestäubten, wenn beide auf einfallende Energie bezogen wurden. Bezogen auf auffallende Energie, kann die Ausbeute bei silberbestäubten Zellen höher getrieben werden, da man dünne Silberschichten verwenden kann, die wenig Licht absorbieren.

Aus den Versuchen ergibt sich:

1. Photostrom und Photospannung beim Vorderwandeffekt wachsen bei steigender Dicke der vorderen Elektrode bis zu einem Sättigungswert. Mit Drahtnetz als Vorderelektrode ist kein Vorderwandeffekt nachweisbar.
2. Der Vorderwandeffekt ist von der Art des Elektrodenmaterials unabhängig.

Das erste Ergebnis steht mit der Schottkyschen Theorie über die Photoeffekte an Halbleitern im Einklang, wogegen es den aus der Konzentrationstheorie zu ziehenden Folgerungen widerspricht.

Das zweite Ergebnis war nach beiden Theorien zu erwarten.

IV. Einfluß der Anwesenheit von Sperrschichten.

Der Kristallphotoeffekt ist ein Volumeneffekt und demnach von Oberflächeneigenschaften unabhängig. Er zeigt sich an sperrschichtfreiem natürlichem Kupferoxydul (4) ebenso wie an geätztem, mit Sperrschichten versehenem (18).

Der Hinterwandeffekt wurde fast nur an aufgewachsenem Cu_2O untersucht, bei dem stets eine Sperrschicht an der Grenze Mutterkupfer–Cu_2O vorhanden ist.

An massivem Oxydul, das wegen der Zerbrechlichkeit immer wesentlich dicker gewählt werden muß als aufgewachsenes, ist der Hinterwandeffekt, wie oben bemerkt, wegen der starken Lichtabsorption des Oxyduls nur schwer nachweisbar. Der Einfluß der Sperrschicht wird im Anschluß an den Vorderwandeffekt besprochen werden.

Nach der Schottkyschen Theorie ist zum Auftreten des Vorderwandeffektes auf der belichteten Seite eine Sperrschicht erforderlich, um einen inneren Kurzschluß, also ein Rückströmen der Elektronen zu ihrem Auslösungsort im Halbleiter, zu vermeiden. Eine Sperrschicht auf der unbelichteten Seite wirkt danach nur als Vorwiderstand und setzt den Strom herab.

Nach der Theorie der Konzentrationselemente ist auf der belichteten Seite eine Isolierschicht nötig, damit ein Konzentrationsgefälle vom

Oxydul zur elektronenarmen Isolierschicht vorhanden ist. Entfernt man die Isolierschicht, muß die Photospannung verschwinden oder – infolge des Konzentrationsgefälles innerhalb des Oxyduls von der belichteten zur unbelichteten Seite – sich umkehren. Der Einfluß einer Isolierschicht auf der unbelichteten Seite läßt sich schwer voraussagen.

Schon in seinen ersten Veröffentlichungen zeigte Schottky (11), daß der Vorderwandeffekt an aufgewachsenem Oxydul nach Entfernung der Sperrschicht stark abnimmt. Andere Autoren (28, 15, 20) fanden, daß Cu_2O-Photo-

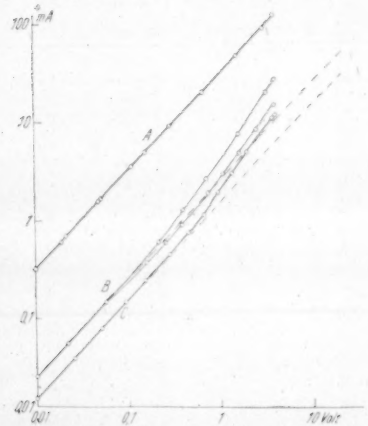


Fig. 4. Stromspannungskurven: *A* sperrschichtfreie Zelle, *B* Zelle mit einer Sperrschicht (die beiden Zweige gelten für die beiden Stromrichtungen), *C* Zelle mit zwei gleichen Sperrschichten (keine Gleichrichtung).

zellen nicht notwendig gleichzurichten brauchen. Die Widerstände von Zellen mit und ohne Gleichrichterwirkung geben alle diese Autoren nicht an, ebensowenig eine Stromspannungscharakteristik. Dazu ist zu bemerken, daß man Photozellen aus Oxydulplatten mit Sperrschichten auf beiden Seiten herstellen kann, die nicht gleichrichten. Die Frage, ob zum Auftreten eines Photostromes in Richtung des Vorderwandeffektes eine Sperrschicht erforderlich ist, wurde also nicht geklärt. Deshalb wurden im folgenden Versuche mit sperrschichtfreiem Oxydul gemacht.

Wurde eine Oxydulplatte auf beiden Seiten sauber geschmirgelt und anschließend bestäubt, so betrug der Widerstand der Zelle nur noch einen Bruchteil des Widerstandes der geätzten Zellen. Bei 2,8 mm Oxyduldicke ging der Widerstand von 830 auf 160 Ohm zurück, bei dünneren abgedrehten und geschmirgelten Platten war der Widerstand entsprechend niedriger. Durch das Schmirgeln war also die Sperrschicht beseitigt worden. Da die Goldbestäubung in verdünnter Luft geschah, konnte auch dabei keine Reduktion und damit keine Sperrschicht auftreten.

Zum Beweis, daß die so behandelten Zellen wirklich sperrschichtfrei waren, mögen Figg. 4 und 5 dienen. In Fig. 4 ist die Stromspannungscharakteristik einer Platte von 0,90 mm Stärke aufgetragen. Man sieht, daß das Ohmsche Gesetz in aller Strenge erfüllt ist. Die Charakteristik ist in doppelt logarithmischem Maßstabe eine Gerade von 45° Neigung gegen die Achsen. Über 4 Volt hinaus ließ sich die Charakteristik schlecht

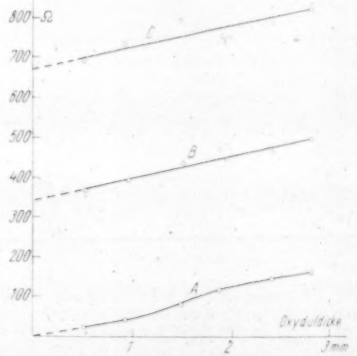


Fig. 5. Widerstand von Oxydulplatten ohne Sperrschicht (*A*), mit einer Sperrschicht (*B*) und mit Sperrschichten auf beiden Seiten (*C*) als Funktion der Oxyduldicke.

verfolgen. Da der Widerstand der Zelle nur 39 Ohm betrug, floß bei 4 Volt ein Strom von etwa 100 mA. Die Stromleistung von 0,4 Watt reichte aus, um die Platte in wenigen Sekunden so stark zu erwärmen, daß bei dem hohen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes dieser sich merklich änderte. Zum Vergleich ist die Charakteristik einer Zelle mit einer Sperrschicht sowie einer Zelle mit zwei gleichbehandelten Sperrschichten auf Vorder- wie Hinterseite aufgetragen. Man erkennt die gleichrichtende Wirkung der Sperrschicht sowie die nichtlineare, wenn auch nicht mehr unipolare Charakteristik zweier gegeneinandergeschalteter Sperrschichten. Man kann daraus schließen, daß die beidseitig geschliffene Zelle wirklich sperrschichtfreie Kontakte besaß, und daß die lineare Charakteristik nicht etwa durch die Anwesenheit zweier

gegeneinandergeschalteter gleicher Sperrschichten vorgetäuscht wurde.

In Fig. 5 ist der Widerstand von geschmirgelten Oxydulplatten verschiedener Dicke aufgetragen. Hier ergibt sich keine genaue Gerade, da der spezifische Widerstand des Oxyduls mit der Entfernung von der Oberfläche infolge der abnehmenden Sauerstoffkonzentration wächst. Sauerstoffarmes Oxydul hat ja im allgemeinen einen höheren spezifischen Widerstand als solches mit großem Sauerstoffüberschuß (12). Der spezifische Widerstand des hier verwandten Oxyduls an der Oberfläche der Platten errechnet sich aus den Dimensionen der Zellen zu $1{,}2 \cdot 10^3$ Ohm cm.

Zum Vergleich ist der Widerstand von Oxydul mit Sperrschichten, gemessen bei sehr kleinen Stromstärken, als Funktion der Dicke aufgetragen. Die Dickenabhängigkeit ist viel geringer, der Widerstand selbst bedeutend größer als bei sperrschichtfreiem Oxydul. Auch aus dieser Figur ist zu erkennen, daß die geschmirgelten Platten sperrschicht- bzw. isolierschichtfrei sind. Andernfalls dürfte die Widerstandskurve für diese Platten nicht durch den Nullpunkt gehen.

Die lichtelektrische Untersuchung des Photoeffektes sperrschichtfreier Zellen ergab gegen die bisherigen Vermutungen der Literatur einen Vorderwandeffekt, dessen Kurzschlußstromstärke von derselben Größenordnung war wie bei den geätzten Platten.

Der Effekt war von der Dicke der Oxydulplatten abhängig. Dickere Platten zeigten einen kleineren Effekt. Bei etwa 0,7 mm Dicke war der Kurzschlußstrom ebenso groß wie bei den Sperrschichtzellen. Der Einfluß der Dicke ist verständlich, wenn man bedenkt, daß, unabhängig von einer speziellen Theorie, bei der geringen Eindringtiefe des Lichtes nur eine ziemlich dünne Oberflächenschicht wirksam sein kann, während die anderen Teile des Oxyduls als Vorschaltwiderstand den Effekt herabsetzen. Zu erwarten wäre, daß der Photostrom umgekehrt proportional dem Widerstand wächst, also etwa umgekehrt proportional der Dicke. Die beobachtete Abhängigkeit hatte zwar diese Richtung, jedoch gestattete die Schwankungsbreite der gefundenen Werte nicht, dieses Gesetz mit Sicherheit zu bestätigen. Da sich die Platten nur bis 0,5 mm Dicke abdrehen ließen, ohne zu zerbrechen, konnten keine Versuche mit extrem dünnen Platten angestellt werden, bei denen hohe Stromausbeuten zu erwarten wären. Die Ausbeuten bei zwei Platten von 0,5 und 2,8 mm Stärke verhielten sich z. B. wie 10 : 1, statt 7 : 1, wie man nach den Widerständen erwarten sollte.

Die Photoströme an Sperrschichtzellen waren dagegen unabhängig von der Oxyduldicke. Da sich die Widerstände bei Platten von 0,5 und 2,8 mm Stärke nur um 15 Proz. unterschieden (s. Fig. 5) und die Oberflächeneigenschaften konstant blieben, war auch keine sicher reproduzierbare Änderung zu erwarten. Die Zellen lassen sich nur auf etwa 30 Proz. genau reproduzieren. Schon eine Änderung der Goldelektrodendicke von 1 $m\mu$ bedeutet eine Änderung des Photostromes infolge der verminderten Lichtdurchlässigkeit um etwa 30 Proz.

Die Versuche von Lange (20) und Bulian (8), bei denen eine Abhängigkeit des Hinterwand- und Vorderwandeffektes von der Dicke von aufgewachsenem Oxydul gefunden wurde, lassen sich durch die Änderung der elektrischen und optischen Eigenschaften des Oxyduls mit der Entfernung vom Mutterkupfer erklären (7).

Die zuletzt beschriebenen Experimente zeigen, daß ein Vorderwandeffekt an Kupferoxydul ohne irgendeine Sperrschicht oder Isolierschicht beobachtet werden kann, und daß der Photostrom über einen kleinen äußeren Widerstand (Kurzschlußstrom) bei Zellen unter 1 mm Stärke nicht kleiner ist, als man ihn normalerweise bei Vorhandensein von Sperrschichten erhält.

Um jeden Zweifel darüber auszuschließen, daß durch die Art der Aufbringung der Elektroden etwa der Photoeffekt beeinflußt wurde, wurde eine Reihe von sperrschichtfreien Oxydulplatten im Hochvakuum mit Gold bedampft. Die bedampften Zellen zeigten gegenüber den bestäubten keinen Unterschied in elektrischer und lichtelektrischer Beziehung. Auch polierte Platten verhielten sich genau wie sauber geschmirgelte.

An den sperrschichtfreien Platten konnte auch der Hinterwandeffekt nachgewiesen werden. Auf einen Vergleich mit Sperrschichtzellen wird wegen der geringen Stromstärken verzichtet.

Es bleibt noch der Fall von Zellen mit einer Sperrschicht und einer sperrschichtfreien Seite zu erörtern. Der Widerstand derartiger Zellen betrug etwa 500 Ohm, also etwas mehr als die Hälfte der Zellen mit zwei Sperrschichten. Wurde die Sperrschichtseite belichtet, betrug der Photostrom etwa doppelt soviel wie bei Zellen mit Sperrschichten auf beiden Seiten. Die Photospannung als Produkt von Strom und Widerstand war also dieselbe wie bei den Zellen mit zwei Sperrschichten.

Wurde bei denselben Zellen die sperrschichtfreie Seite belichtet, so zeigte sich zwar ein Vorderwandeffekt, jedoch betrug der Photostrom nur noch etwa den vierzigsten Teil des Stromes, der bei Belichtung der Sperrschichtseite gefunden worden war. Hierbei wirkte die Sperrschicht also als Vorschaltwiderstand und setzte den Effekt herab. Die Spannung war ebenso groß wie bei den völlig sperrschichtfreien Zellen (s. auch die Tabelle).

Infolge des geringen Widerstandes ist die Belichtungsspannung an sperrschichtfreien Zellen nur gering. Daher sind sie ungeeignet für technische Zwecke, bei denen hohe Wattleistung erwünscht ist. Da man die günstigste Leistungsausbeute mit einem Galvanometer erhält, dessen Widerstand gleich dem inneren Widerstand der Photozelle ist, werden für Belichtungsmesser mit Sperrschichtzellen Instrumente mit hohem Widerstand benutzt. Vergleicht

man mit Hilfe eines solchen Instrumentes Kupferoxydulzellen mit und ohne Sperrschicht, so fällt der Vergleich stark zugunsten der Sperrschichtzellen aus, während die niederohmigen sperrschichtfreien Zellen gute Stromausbeuten erst bei Galvanometern mit niedrigem Widerstand ergeben. Benutzt man aufgewachsenes Oxydul, so setzt die Sperrschicht zwischen Mutterkupfer und Oxydul als Vorschaltwiderstand den Photostrom weiter herab. So ist es zu verstehen, daß Waibel und Schottky (39) bei sperrschichtfreien Zellen nur noch einen Bruchteil der Ausbeute von Sperrschichtzellen fanden.

An dieser Stelle mögen einige Worte über die Quantenausbeute gesagt werden, die man mit Halbleiterphotozellen erreichen kann. Schottky (34) fand für Kupferoxydulzellen im grünen Spektralgebiet eine Quantenausbeute von 25 bis 50 Proz.

Nach Eichung der Thermosäule mit einer Hefnerkerze konnte auch bei den Versuchen der vorliegenden Arbeit die absolute Ausbeute bestimmt werden. Sie betrug für sperrschichtfreie Oxydulzellen bei 436 $m\mu$ maximal $6{,}7 \cdot 10^{-3}$, bezogen auf einfallendes Licht, also fast 1 Proz. Die Ausbeuten bei Sperrschichtzellen bewegten sich in derselben Größenordnung. Doch konnten durch Variationen der Oberflächenbehandlung vor dem Bestäuben, Änderung der Ätzdauer und Säurekonzentration, beträchtliche Steigerungen, in einem Fall bis 40 Proz. Quantenausbeute, erzielt werden. Diese Sperrschichtzellen verloren im Laufe von Tagen ihre Empfindlichkeit und waren schlecht reproduzierbar. Deshalb wurde auf eine genaue Untersuchung in dieser Richtung verzichtet. Eine ähnliche Empfindlichkeitssteigerung durch Oberflächenbehandlung ließ sich bei sperrschichtfreien Zellen nicht erreichen. Hierin liegt eine weitere Erklärung dafür, daß Schottky einen so großen Unterschied in der Photostromausbeute von Zellen mit und ohne Sperrschicht fand. An sperrschichtfreien Zellen wären derart hohe Quantenausbeuten nur bei Verwendung von extrem dünnen Oxydulplatten zu erwarten.

Es ergibt sich die Frage, wie die beschriebenen Versuche mit den vorhandenen Theorien in Einklang zu bringen sind. Das Auftreten eines Vorderwandeffektes an sperrschichtfreien Zellen läßt sich von keiner der beiden Theorien erklären.

Um eine endgültige Auseinandersetzung mit der Konzentrationstheorie herbeizuführen, wurden zunächst einige thermoelektrische Versuche angestellt, um die von den Verfechtern der Konzentrationstheorie behauptete Analogie von Photoeffekt und Thermoeffekt zu stützen oder zu widerlegen. Gleichzeitig wurde versucht, die Natur der Sperrschicht ein wenig aufzuklären. Nach Waibel und Schottky (40) handelt es sich bei der Sperrschicht um besonders sauerstoffarmes Kupferoxydul; nach Lange (21) soll sie freies Kupfer enthalten. Sauerstoffarmes Kupferoxydul hat nach Vogt (38) nicht nur eine geringe Leitfähigkeit, sondern gibt auch hohe Thermospannungen (bis 1,3 mV/Grad), während Kupferoxydul mit Sauerstoffüberschuß viel geringere Thermospannungen liefert (3).

Zur Messung der Thermokraft wurden beidseitig goldbestäubte Kupferoxydulplatten als Verschluß auf ein Glasrohr gekittet, das mit Wasser durchspült werden konnte, während gegen die andere Seite ein Wasserdampfstrahl geblasen wurde. Die Stromabnahme geschah auf der kalten Seite mittels eines angelöteten Kupferdrahtes, auf der anderen mit einem angepreßten Kupferring. Da die Thermospannungen der Metalle gegeneinander klein sind gegen den Thermoeffekt innerhalb des Oxyduls, brauchten die verschiedenen Metallkontakte nicht berücksichtigt zu werden. Die Thermospannung wurde nach einem Kompensationsverfahren gemessen. Die Temperaturen auf beiden Seiten der Platte wurden mit spitzen Thermoelementen, sogenannten Thermonadeln, gemessen. Die Temperaturen betrugen auf der wasserbespülten Seite 18–20°, an der heißen Seite 75–85°.

Dabei zeigte sich folgendes: Der Thermoeffekt an sperrschichtfreien Oxydulplatten betrug im Mittel $0{,}43 \pm 0{,}02$ mV/Grad. Platten mit einer Sperrschicht und einer sperrschichtfreien Seite gaben genau dieselbe Thermospannung, unabhängig davon, ob die Sperrschicht auf der warmen oder kalten Seite lag. Oxydulplatten mit Sperrschichten auf beiden Seiten gaben dagegen fast die doppelte Thermospannung, nämlich $0{,}75 \pm 0{,}05$ mV/Grad.

In der Tabelle sind die beobachteten Thermospannungen und Photospannungen für Zellen mit und ohne Sperrschicht aufgetragen. Unter Vorderseite ist dabei die erwärmte bzw. belichtete Seite zu verstehen.

Tabelle.

Sperrschicht vorn	Sperrschicht hinten	Thermospannungen mV/Grad	Photospannungen, bezogen auf einfallende Energie in beliebigen Einheiten
ja	ja	0,75	4
ja	nein	0,43	4
nein	ja	0,43	1
nein	nein	0,43	1

Ein Parallelgang beider Erscheinungen läßt sich nicht feststellen. Nimmt man den Kristallphotoeffekt hinzu, bei dem die Photospannung

entgegengesetzt gerichtet ist wie die Thermospannung, so stimmen die beiden Effekte auch nicht im Vorzeichen überein. Eine Analogie zwischen Photospannung und Thermospannung an Kupferoxydul besteht demnach weder in quantitativer noch in qualitativer Hinsicht.

Doch selbst wenn man auf die Theorie des Thermoeffektes keine Rücksicht nimmt, ist eine Erklärung der Spontanphotoströme an Halbleitern durch die Annahme von Konzentrationselementen nicht möglich. Das Konzentrationsgefälle der Elektronen bei Belichtung sperrschichtfreien Oxyduls ist in der Richtung unabhängig von auf der belichteten Seite angebrachten Metallelektroden. Trotzdem erhält man bei Anbringung von lichtdurchlässigen Metallschichten Ströme in Richtung des Vorderwandeffektes, bei Stromabnahme mittels Drahtring oder kapazitiver Kopplung Ströme in entgegengesetzter Richtung (Kristallphotoeffekt und Hinterwandeffekt).

Damit scheint uns die Anwendung der Theorie der Konzentrationselemente oder der Thermoelektrizität auf die Photoeffekte an Halbleitern hinfällig zu sein.

Die Schottkyschen Anschauungen allein, die zunächst durch die Deckelelektrodenversuche gestützt wurden, genügen nicht zur Erklärung, da nach ihnen ein Spontanphotostrom ohne Sperrschicht wegen inneren Kurzschlusses unmöglich ist.

Im nächsten Kapitel soll versucht werden, die Einströmung von lichtelektrisch ausgelösten Elektronen aus dem Halbleiter in die Metallelektrode quantitativ zu erfassen. Dabei sollen die Anschauungen von Wolff (41) über den Mechanismus des Kristallphotoeffektes benutzt und eine einheitliche Deutung der Photoeffekte an Halbleitern erstrebt werden.

V. Theoretische Betrachtungen.

Auf den ersten Blick scheint die Theorie von Schottky im Widerspruch zu den im Kapitel IV beschriebenen Experimenten zu stehen. Nach Schottky ist für den Vorder- und Hinterwandeffekt eine Sperrschicht nötig, um einen inneren Kurzschluß, also ein Zurückströmen der Elektronen vom Metall in den Halbleiter, zu verhindern. Da nach unseren Experimenten Gleichrichterwirkung und Sperrschicht für den Photoeffekt nicht wesentlich sind, ist der Mechanismus zu ergründen, der die lichtelektrisch ausgelösten Elektronen im Metall festhält.

Aus Trägheitsmessungen des inneren lichtelektrischen Effektes folgerte Schönwald (32) eine mittlere Lebensdauer der Photoelektronen im Oxydul von $2 \cdot 10^{-5}$ sec. Vogt (38) und Engelhard (12) berechneten die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Oxydul aus Messungen des Halleffektes zu 3–10 mμ. Daraus folgt, daß die Elektronen zahlreiche elastische Zusammenstöße mit Gitteratomen erleiden, bevor sie unter Rekombination mit einem ionisierten Atomrumpf ihre Energie verlieren.

Im Metall dagegen stimmt die mittlere freie Weglänge nach Halleffektsmessungen mit dem mittleren Diffusionsweg von Photoelektronen überein (35). Beide betragen etwa 3 mμ. Gerät ein Elektron aus dem Oxydul in das Metall, so verliert es dort sofort seine Energie.

Werden in der Nähe einer Metallelektrode Elektronen ausgelöst, so werden sie auf ihrem Diffusionsweg zu einem großen Teil in das Metall gelangen und dort ihre Energie abgeben. Auf diese Weise läßt sich ohne gerichtete Leitfähigkeit vorstellen, wie eine Elektroneneinströmung in das Metall stattfindet. Dies gilt für den Vorgang beim Vorder- und Hinterwandeffekt.

Auch zur Erklärung des Kristallphotoeffektes genügt die Tatsache, daß die Photoelektronen beträchtliche Wegstrecken im Kristall zurücklegen können. Die Lichtintensität, die eine bestimmte Schicht des Kristalles durchsetzt, nimmt infolge der Lichtabsorption mit zunehmender Eindringtiefe des Lichtes ab. Dementsprechend werden in höheren (der Lichtquelle näheren) Schichten mehr Elektronen ausgelöst als in tieferen Schichten. Bei völlig ungeordneter Diffusion verteilen sich die Elektronen im Mittel kugelsymmetrisch um ihren Auslösungsort. Betrachtet man eine Ebene senkrecht zum Lichteinfall, so strömt durch diese Ebene ein gewisser Prozentsatz der in den benachbarten höheren Schichten ausgelösten Elektronen und ein ebenso großer Prozentsatz der in den benachbarten tieferen Schichten ausgelösten Elektronen. Da in den höheren Schichten mehr Elektronen ausgelöst werden, so ist im ganzen ein kleiner Überschuß der Elektronenströmung in Lichtrichtung vorhanden.

Die Durchrechnung muß eine Voraussetzung über die Richtungsverteilung der lichtelektrisch ausgelösten Elektronen im Kristall machen. Man kann annehmen, daß sich wegen der zahlreichen Zusammenstöße der Photoelektronen mit Gitteratomen eine kugelsymmetrische Verteilung der Diffusionswege ausbildet, braucht also nicht die kompliziertere Verteilungsfunktion zu benutzen, wie Wolff (41) sie ansetzt. Auch eine etwaige Unsymmetrie in der Verteilung durch Mitwirkung des Lichtdruckes muß zum mindesten in geringer Entfernung vom Auslösungsort verschwinden.

Die Resultate einer rechnerischen Durchführung dieses Gedankens unter der Annahme

einer kugelsymmetrischen Verteilung der ausgelösten Elektronen wurden schon in einer kurzen Notiz (5) gegeben.

Da für die Spontanphotoströme nur die Bewegungskomponente in Richtung des Lichtes interessiert, führt man die Rechnung einfacher unter Nichtberücksichtigung der beiden anderen Komponenten durch. Bei der Rechnung wird angenommen, daß die Elektronen nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden.

Es sei der Absorptionskoeffizient des Lichtes α, der der Elektronen β, die einfallende Lichtintensität L, der Abstand von der Metallelektrode x. Dann werden zwischen x und $x+dx$ $\alpha L e^{-\alpha x} dx$ Elektronen ausgelöst, falls jedes absorbierte Lichtquant ein Elektron freimacht. Der Elektronenstrom geht zur Hälfte zur Metallelektrode. Dorthin gelangen aus der Tiefe x also

$$\tfrac{1}{2}\alpha L e^{-\alpha x} dx e^{-\beta x} \text{ Elektronen.}$$

Über alle x von 0 bis zur Dicke der Halbleiterschicht D integriert, ergibt sich die Menge der zum Metall gelangenden Elektronen zu

$$\frac{1}{2}\alpha L \int_0^D e^{-(\alpha+\beta)x} dx = \frac{1}{2}\frac{L\alpha}{\alpha+\beta}\left(1 - e^{-(\alpha+\beta)D}\right).$$

Praktisch ist meist die Dicke des Halbleiters groß gegen die Weglänge der Elektronen; dann vereinfacht sich das Resultat auf $\frac{1}{2}\frac{L\alpha}{\alpha+\beta}$, d.h. bei genügend großen Diffusionswegen der Elektronen $\frac{1}{\beta}$ können 50 Proz. der ausgelösten Elektronen zum Metall gelangen, ebenso bei genügend großer Lichtabsorption α. Ist eine Sperrschicht vorhanden, die alle Photoelektronen hindurchläßt, so kann man diese Quantenausbeute als Kurzschlußstrom messen, denn der Strom verteilt sich auf den Außen- und Innenwiderstand nach dem Ohmschen Gesetz. Dabei wird eine ideale Sperrschicht vorausgesetzt, die alle Photoelektronen durchläßt, kein Licht absorbiert und einen möglichst hohen Widerstand hat.

Etwas komplizierter wird die Rechnung für den sperrschichtfreien Fall. Eine kurze Rechnung ergibt, daß die Elektronen im Mittel eine Strecke $\frac{1}{\alpha+\beta}$ zurückgelegt haben, bevor sie im Metall anlangten. Beim äußeren Widerstand 0 laufen die Elektronen teils über den äußeren Kurzschluß durch den größten Teil des Halbleiters bis zu ihrem Auslösungsort, teils auch direkt zurück, wobei sie nur die Strecke $\frac{1}{\alpha+\beta}$ zurückzulegen haben. Der äußere Kurzschlußstrom verhält sich zu dem inneren also wie

$$\frac{1}{\alpha+\beta} : \left(D - \frac{1}{\beta}\right) \approx \frac{1}{\alpha+\beta} : D.$$

Von dem Strom $\frac{1}{2}\frac{L\alpha}{\alpha+\beta}$, der bei Sperrschichtzellen theoretisch erreichbar ist, ist nur der Teil

$$\frac{1}{2}\frac{L\alpha}{\alpha+\beta}\cdot\frac{1}{(\alpha+\beta)D} = \frac{1}{2}\frac{L\alpha}{(\alpha+\beta)^2 D}$$

wirklich meßbar.

Da sich bei einer sperrschichtfreien Oxydulzelle von 0,5 mm Dicke eine Quantenausbeute von 0,7 Proz. ergeben hatte, muß also

$$\frac{1}{2(\alpha+\beta)D} > 7\cdot 10^{-3}, \quad \frac{1}{\alpha+\beta} > 0{,}7\cdot 10^{-2}\ \text{mm}$$

sein. Erst recht ist also

$$\frac{1}{\alpha} > 7\mu, \quad \frac{1}{\beta} > 7\mu.$$

Der mittlere Diffusionsweg der Elektronen muß mindestens 7 μ betragen. Dieser hohe Wert wird verständlich, wenn man die Geschwindigkeit eines lichtelektrisch ausgelösten Elektrons berücksichtigt. Nimmt man an, daß die Austrittsarbeit der für den Vorderwandeffekt maßgeblichen Elektronen durch die Absorptionskante bei 630 mμ gegeben ist, so haben die Elektronen, die durch Licht von 436 mμ ausgelöst werden, eine Energie von 0,9 eVolt, also eine Geschwindigkeit $v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$, wo $\frac{e}{m}$ die spezifische Ladung des Elektrons, $V = 0{,}9$ Volt ist. Es ergibt sich $v = 5{,}6\cdot 10^7$ cm/sec. Während der Lebensdauer des Elektrons von $2\cdot 10^{-5}$ sec (32) wird also bei Annahme einer gleichmäßigen Geschwindigkeitsabnahme ein Weg von $\frac{1}{2}\cdot 5{,}6\cdot 10^7 \cdot 2\cdot 10^{-5} = 560$ cm zurückgelegt. Dieser setzt sich aus Teilstrecken von je 3 mμ zusammen, also aus $1{,}9\cdot 10^9$ Strecken, die alle möglichen Winkel miteinander bilden. Nach bekannten Sätzen der Brownschen Molekularbewegung beträgt dann der mittlere Diffusionsweg

$$\frac{5{,}6\cdot 10^2}{\sqrt{1{,}9\cdot 10^9}} = 1{,}1\cdot 10^{-2}\ \text{cm}.$$

Diese rein theoretische Betrachtung wird durch ein Versuchsergebnis Bulians (8) gestützt, der als günstigste Oxyduldicke für Vorderwandzellen aus aufgewachsenem Kupferoxydul den Wert 10^{-2} cm fand. Bei dünneren Oxydulschichten diffundiert schon ein beträchtlicher Teil der Elektronen zum Mutterkupfer und erzeugt einen Hinterwandeffekt.

Es bleibt noch Hinterwandeffekt und Kristallphotoeffekt zu berechnen. Die Berechnung des Hinterwandeffektes gestaltet sich genau so wie die des Vorderwandeffektes. Nur muß die Lichtabsorption im Kupferoxydul berücksichtigt werden. Als Kurzschlußstrom bei Anwesenheit einer Sperrschicht ergibt sich $\frac{1}{2} \frac{L\alpha}{(\alpha+\beta)} e^{-\alpha D}$. Da beim Hinterwandeffekt nur Licht wirksam sein kann, das wenig absorbiert wird, so ist hierbei $\alpha \ll \beta$, und der Ausdruck vereinfacht sich auf $\frac{1}{2} L \frac{\alpha}{\beta} e^{-\alpha D}$.

Ein Hinterwandeffekt ohne Sperrschicht ist, wie schon auf Seite 891 bemerkt, ohne Interesse, da bei massiven Kupferoxydulplatten fast kein Licht durch das ganze Oxydul zur hinteren Elektrode gelangt und aufgewachsenes Oxydul stets eine Sperrschicht an der Grenze zum Mutterkupfer trägt.

Der Kristallphotoeffekt ist ein Volumeneffekt, der bei Bestrahlung von Cuprit kristallen mit rotem und ultrarotem, also wenig absorbiertem Licht auftritt. Die Stromrichtung geht parallel dem Hinterwandeffekt. Auch hier lassen sich die obigen Betrachtungen anwenden. Durch eine Ebene senkrecht zum Lichteinfall in der Entfernung x von der Grenzfläche treten von der Seite des Lichteinfalles her mehr Elektronen als umgekehrt. In Lichtrichtung ergibt sich die Zahl der durchströmenden Elektronen analog einem Hinterwandeffekt, der für die mittlere Tiefe $x - \frac{1}{\beta}$ berechnet wird. Für den Gegenstrom ist die Berechnung für einen Vorderwandeffekt in der mittleren Tiefe $x + \frac{1}{\beta}$ zugrunde zu legen. Der Stromüberschuß in Lichtrichtung beträgt

$$\frac{1}{2} L \frac{\alpha}{\beta} e^{-\alpha\left(x-\frac{1}{\beta}\right)} - \frac{1}{2} L \frac{\alpha}{\beta} e^{-\alpha\left(x+\frac{1}{\beta}\right)} = L\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 e^{-\alpha x},$$

in der Schicht x bis $x + dx$ ergibt sich demnach eine Photospannung

$$L\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 e^{-\alpha x} \frac{dx}{\sigma},$$

wenn σ die elektrische Leitfähigkeit des Oxyduls ist. Die gesamte Photospannung beträgt

$$L\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 \frac{1}{\sigma} \int_0^D e^{-\alpha x} dx = L \frac{\alpha}{\beta^2 \sigma} (1 - e^{-\alpha D}).$$

Den Kurzschlußstrom erhält man, indem man die Spannung durch den Widerstand $\frac{D}{\sigma}$ dividiert. Er beträgt

$$L \frac{\alpha}{\beta^2 D} (1 - e^{-\alpha D}).$$

Führt man die sämtlichen Rechnungen korrekt durch, unter Berücksichtigung einer kugelsymmetrischen Verteilung der Diffusionswege, so ergeben sich dieselben Resultate bis auf einen Faktor $\frac{1}{4}$. Damit ergibt sich als Kurzschlußstrom für

Vorderwandeffekt mit idealer Sperrschicht

$$\frac{1}{4} L \frac{\alpha}{\alpha+\beta},$$

Vorderwandeffekt ohne Sperrschicht

$$\frac{1}{4} L \frac{\alpha}{(\alpha+\beta)^2 D},$$

Hinterwandeffekt

$$\frac{1}{4} L \frac{\alpha}{\beta} e^{-\alpha D},$$

Kristallphotoeffekt

$$\frac{1}{2} L \frac{\alpha}{\beta^2 D} (1 - e^{-\alpha D}).$$

Dabei ist: α = Lichtabsorptionskoeffizient, β = Elektronenabsorptionskoeffizient, L = in den Halbleiter gelangende Lichtintensität, D = Dicke des Halbleiters in Lichtrichtung.

Da die Größen α und β im einzelnen nicht bekannt sind und somit eine genaue experimentelle Nachprüfung der Formeln nicht möglich ist, wurde die etwas komplizierte Rechnung hier fortgelassen. Zwei überprüfbare Folgerungen lassen sich aus den Formeln ziehen:

1. Der Kurzschlußstrom ist bei allen drei Photoeffekten mit und ohne Sperrschicht proportional der Lichtintensität.
2. Der Kurzschlußstrom ist unabhängig von der Leitfähigkeit des Halbleiters.

Der erste Satz wurde bereits experimentell bewiesen, und zwar

für den Kristallphotoeffekt von Dember (9),
für den Hinterwandeffekt von v. Auwers und Kerschbaum (2),
für den Vorderwandeffekt von Lange (21).
Er gilt auch für den Becquereleffekt (13).

Der zweite Satz kann geprüft werden, indem die Leitfähigkeit durch Erwärmen oder Abkühlen verändert wird. Diese Prüfung soll im nächsten Kapitel vorgenommen werden.

VI. Einfluß der Temperatur.

Bei der Berechnung des Temperatureinflusses muß die Änderung der Licht- und Elektronenabsorption bekannt sein. Die Lichtabsorption von Kupferoxydul auf der langwelligen Seite der Absorptionskante nimmt mit der Temperatur ab

(18), über die Temperaturabhängigkeit der Lichtabsorption ist nichts bekannt. Auch über eine Änderung der Elektronenabsorption läßt sich kaum eine Voraussage machen.

Es sind nun die Temperaturabhängigkeiten der einzelnen Photoeffekte zu diskutieren. Für den Vorderwandeffekt galt die Formel $\frac{1}{4} L \frac{\alpha}{\alpha+\beta}$ für Sperrschichtzellen, $\frac{1}{4} L \frac{\alpha}{(\alpha+\beta)^2 D}$ für sperrschichtfreie Zellen, wobei die Temperaturabhängigkeit von α und β nicht bekannt ist. Jedoch ist für die Lichtabsorption α als Eigenabsorption des Kristalles kaum eine Temperaturabhängigkeit anzunehmen. Da ferner $\alpha > \beta$ (34), so hat eine etwaige Änderung von β mit der Temperatur auf den Vorderwandeffekt, insbesondere an Sperrschichtzellen, nur einen geringen Einfluß.

Die Messungen der Temperaturabhängigkeit des Photostromes an Cu_2O-Zellen von Bulian (8) sind zum Vergleich nicht heranzuziehen. Bulian beobachtete nämlich den Vorderwandeffekt an aufgewachsenem Oxydul, so daß sich stets die Sperrschicht zwischen Mutterkupfer und Kupferoxydul im Stromkreis befand. Da der Temperaturkoeffizient des Widerstandes der vorderen, künstlich durch Ätzen erzeugten Sperrschicht im allgemeinen nicht gleich dem der natürlichen hinteren Sperrschicht sein wird, kann der Strom mit steigender Temperatur sowohl steigen wie fallen. So konnte Bulian unter Zuhilfenahme eines geeigneten äußeren Widerstandes auch temperaturunabhängige Vorderwandzellen herstellen.

Übersichtlicher sind die Verhältnisse an massivem Kupferoxydul. Deshalb wurden massive Oxydulzellen mit und ohne Sperrschicht in einem elektrisch geheizten Ofen erwärmt und belichtet. Der Photostrom floß über einen kleinen äußeren Widerstand. Der Spannungsabfall an diesem Widerstand wurde mit einem hochempfindlichen Spiegelgalvanometer gemessen. Die Messungen wurden mit ungefiltertem Licht bei Temperaturen von 20–90° gemacht. Es wurde dafür Sorge getragen, daß der äußere Widerstand weniger als 2 Proz. des Zellenwiderstandes betrug.

Parallel mit der Messung des Kurzschlußstromes gingen Messungen der Leerlaufspannung. Diese wurden aus dem Strom ermittelt, der durch einen in den Kreis geschalteten hohen Widerstand (größer als 15 × Zellenwiderstand) floß.

Die Resultate der Messungen sind in Fig. 6 dargestellt. Man sieht, daß der Kurzschlußstrom bei Zellen mit und ohne Sperrschicht praktisch temperaturunabhängig ist, während die Spannung infolge der fallenden Widerstände abnimmt.

Die Temperaturunabhängigkeit des Photostromes der Sperrschichtzellen war, wie oben bemerkt, vorauszusehen. Aus dem Versuch an sperrschichtfreien Zellen können wir den Schluß ziehen, daß die Elektronenabsorption β nicht oder nur wenig von der Temperatur abhängt. Dieses Ergebnis werden wir bei den folgenden Betrachtungen verwerten, indem wir nur noch die Temperaturabhängigkeit von α zu berücksichtigen brauchen.

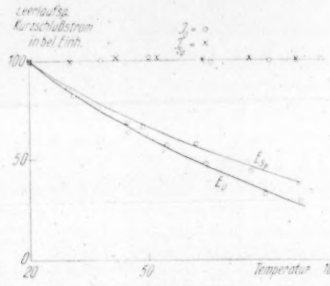


Fig. 6. Temperaturabhängigkeit des Vorderwandeffektes an massivem Kupferoxydul.

I_{Sp} Kurzschlußstrom einer Sperrschichtzelle.
E_{Sp} Leerlaufspannung einer Sperrschichtzelle.
I_0 Kurzschlußstrom einer Zelle ohne Sperrschicht.
E_0 Leerlaufspannung einer Zelle ohne Sperrschicht.

Nach der Formel für den Hinterwandeffekt $\frac{1}{4} L \frac{\alpha}{\beta} e^{-\alpha D}$ ist eine starke Temperaturabhängigkeit des Stromes zu erwarten. Der temperaturabhängige Teil der Formel $\alpha e^{-\alpha D}$ nimmt mit abnehmender Lichtabsorption, also mit abnehmender Temperatur zu, bis zu einem Maximum, das erreicht wird für $e^{-\alpha D} - \alpha e^{-\alpha D} D = 0$, also $\alpha D = 1$. Bei weiter abnehmendem α muß der Strom wieder abnehmen. Die Spannung der Hinterwandzelle steigt wegen des ansteigenden Widerstandes weiter. Falls der Temperaturkoeffizient von α größer ist als der des Widerstandes, ist zu erwarten, daß die Spannung ebenfalls über ein Maximum geht und bei sehr kleiner Lichtabsorption, also sehr tiefer Temperatur, wieder abfällt.

Genau dieses Bild zeigen die Messungen von Teichmann (36) sowie Lange (21). Das Maximum des Stromes fand Teichmann bei −108°, Lange bei −75°. Lange konnte auch noch bis zum Spannungsmaximum vordringen, das er bei −140° erreichte.

Von dem Kristallphotoeffekt, der oben durch die Formel $\frac{1}{2} L \frac{\alpha}{\beta^2 D} (1 - e^{-\alpha D})$ beschrieben wurde, ist nach Messungen von Barth und Dember (4) bekannt, daß die Photospannung mit steigender Temperatur kleiner wird. Über die Temperaturabhängigkeit des Kurzschlußstromes liegen keine Messungen vor. Nach der Formel ist zu erwarten, daß der Strom mit

steigender Temperatur steigt, entsprechend dem Anwachsen von α.

Zusammenfassend können wir also sagen: Der Kurzschlußstrom beim Vorderwandeffekt an Zellen mit und ohne Sperrschicht ist temperaturunabhängig. Die Temperaturabhängigkeit des Hinterwandeffektes rührt von der Änderung der Lichtabsorption und nicht von einer Änderung der Elektronenabsorption her.

VII. Kritik.

Bei den theoretischen Betrachtungen dieser Arbeit wurde ein Grundvorgang für alle lichtelektrischen Effekte an Halbleitern zugrunde gelegt. Die lichtelektrisch ausgelösten Elektronen sollten ohne gegenseitige Störung im Kristallgefüge des Halbleiters diffundieren, bis sie entweder mit einem ionisierten Atomrumpf im Kristall kombinierten oder ihre Energie in angrenzenden Metallen abgaben. Mit dieser einfachen Annahme gelang es, die an Halbleitern auftretenden Photoeffekte qualitativ zu erklären.

In quantitativer Hinsicht ergab sich die Proportionalität des Kurzschlußstromes mit der Lichtintensität, die experimentell bereits in aller Strenge bewiesen war. Auch die Temperaturabhängigkeit der Photoeffekte konnte richtig vorausgesagt werden.

Eine genaue experimentelle Prüfung der Theorie kann nur vorgenommen werden, wenn die spektrale Verteilung der beiden Absorptionskoeffizienten bekannt ist.

Die Lichtabsorption läßt sich nur bei Wellenlängen über 630 mμ messen, die Größe der Elektronenabsorption dürfte sich schwierig bestimmen lassen.

Unter Vernachlässigung einer etwaigen Veränderung der Elektronenabsorption mit der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes kann man für Kristallphotoeffekt und Hinterwandeffekt die Theorie prüfen.

Der Kurzschlußstrom beim Kristallphotoeffekt sollte nach der angegebenen Formel mit steigender Lichtabsorption dauernd steigen. In Wirklichkeit steigt er nur bis zur Absorptionskante bei 630 mμ, um zum kurzwelligen Teil des Spektrums hin wieder abzufallen.

Der wellenlängenabhängige Teil der Formel für den Hinterwandeffekt ist $\alpha e^{-\alpha D}$, und diese Größe verschwindet sowohl für sehr geringe Lichtabsorption α, also im ultraroten Gebiet, wie auch für sehr starke Absorption, also unterhalb der Absorptionskante, in Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Das Maximum muß für $\alpha D = 1$ erreicht werden.

Der Strom beim Vorderwandeffekt sollte mit steigender Lichtabsorption zum kurzwelligen Teil des Spektrums hin anwachsen.

Wie aus Fig. 2 ersichtlich, steigt bei dicken Metallelektroden der Photostrom, bezogen auf einfallende Energie, beim Vorderwandeffekt zum kurzwelligen Teil des Spektrums bis 436 mμ monoton an. Leider reichte die Intensität der verfügbaren monochromatischen Ultravioletlichtquellen nicht aus, um die Kurven für diese dicken Metallelektroden weiter zu verfolgen.

Wir sehen also, daß unsere einfache, fast voraussetzungslose Theorie Vorder- und Hinterwandeffekt befriedigend erklärt.

Beim Kristallphotoeffekt gilt offenbar die Theorie nur auf der langwelligen Seite der Absorptionskante. Der Stromabfall bei kurzen Wellenlängen läßt sich hiernach nicht erklären. Auch das Verschwinden des Kristallphotoeffektes an polykristallinem Oxydul wird von der Theorie nicht erfaßt.

Will man die beiden genannten Beobachtungen in die Theorie einbeziehen, so muß man sich über die zur Berechnung gemachten Vereinfachungen klar werden.

Folgende Vernachlässigungen wurden bei der Berechnung gemacht:

1. Die Störung der freien Elektronendiffusion durch innere Grenzflächen wurde nicht berücksichtigt.
2. Die Wiedervereinigungsverluste der Photoelektronen mit den Atomrümpfen bei hohen Elektronendichten wurden nicht in Rechnung gestellt.

Der Einfluß von inneren Grenzflächen ist quantitativ nicht zu erfassen. Er muß sich besonders bei polykristallinen Halbleitern bemerkbar machen. Auf ihn ist vielleicht die Tatsache zurückzuführen, daß an polykristallinem Kupferoxydul kein Kristallphotoeffekt meßbar ist.

Die Wiedervereinigungsverluste lassen sich nach dem Massenwirkungsgesetz erfassen. Sie treten am stärksten bei kurzwelligem, also stark absorbiertem Licht infolge der dann herrschenden großen Elektronendichten auf.

Am einfachsten wird die Berechnung dieser Verluste für den inneren Photoeffekt. Die Proportionalität des lichtelektrischen Stromes mit der Lichtintensität erscheint dann nur als erste Näherung für den Fall, daß der Photostrom klein gegen den normalen (thermischen) Leitungsstrom ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so wird die Beziehung zwischen Photostrom und Lichtintensität komplizierter, der Photostrom steigt langsamer als die Lichtintensität. Es ergibt sich dann eine Abhängigkeit der spektralen Verteilung von der Dicke der Halbleiterschicht.

In dünnen Halbleiterschichten wird stark absorbiertes Licht verhältnismäßig besser ausgenutzt als in dicken Schichten, bei denen der größte Teil des Halbleiters nicht mehr vom Licht durchsetzt wird.

Diese Verschiebung des Maximums des inneren lichtelektrischen Effektes nach kürzeren Wellenlängen bei dünner werdenden Cu_2O-Schichten wurde von Joffé (19) beobachtet. Am meisten nach kurzen Wellenlängen verschoben ist das Maximum des inneren Effektes an Sperrschichten, also extrem dünnen Halbleiterschichten. Pfund (30) fand für diesen Fall das Maximum bei 530 $m\mu$, also in einem Gebiet, in dem Kupferoxydul praktisch völlig undurchsichtig ist.

Eine ähnliche Verschiebung des Maximums ist für den Kristallphotoeffekt schwerer zu beobachten. Nach seinem Wesen als Volumeneffekt kann er in allzu dünnen Halbleiterschichten nicht auftreten. Immerhin dürfte die Abnahme des Kristallphotoeffektes im kurzwelligen Spektralgebiet durch die Wiedervereinigungsverluste ausreichend erklärt werden.

Auf eine Wiedergabe der Berechnung der Wiedervereinigungsverluste wird verzichtet. Die Vorgänge der elektrischen Leitung in Halbleitern sind noch zu wenig geklärt, als daß man eine allzu genaue quantitative Übereinstimmung der Theorie mit der Erfahrung verlangen dürfte.

VIII. Zusammenfassung.

1. Eine Diskussion der zur Zeit bestehenden Theorien über die Halbleiterphotoeffekte zeigt, daß die Schottkysche Theorie am wenigsten im Widerspruch zu den vorhandenen Experimenten steht.
2. Spektrale Messungen der Abhängigkeit der Photostromausbeute beim Vorderwandeffekt von der Dicke der aufgebrachten Metallelektroden machen eine Elektronenabsorption im Metall wahrscheinlich.
3. Der Photostrom beim äußeren Widerstande o erweist sich unabhängig von dem Vorhandensein einer Sperrschicht.
4. Thermokraftmessungen zeigen, daß keine Analogie zwischen Photo- und Thermospannung an Kupferoxydul besteht. Eine Deutung der Photospannungen durch Konzentrationselemente ist weder dem Vorzeichen noch der Größe nach möglich.
5. Die Schottkysche Theorie wird abgewandelt. Die gerichtete Leitfähigkeit der Sperrschicht wird ersetzt durch die Berücksichtigung des langen Diffusionsweges der Elektronen im Halbleiter und der starken Elektronenabsorption im Metall. Die Diffusion der lichtelektrisch ausgelösten Elektronen im Halbleiter wird diskutiert.
6. Für Vorderwand-, Hinterwand- und Kristallphotoeffekt werden unter Benutzung des Wolffschen Ansatzes Formeln aufgestellt, die qualitativ in Übereinstimmung mit der Erfahrung stehen. Aus diesen Formeln werden Folgerungen über die Temperaturabhängigkeit der Halbleiterphotoeffekte gezogen und experimentell bestätigt.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Strahlenforschung der Universität Berlin ausgeführt. Herrn Prof. Dr. W. Friedrich bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit, die Bereitstellung der Mittel und das ständige freundliche Interesse bei der Durchführung zu großem Dank verpflichtet. Herrn Dr. Rudolf Schulze habe ich ebenfalls für Hilfe und Ratschläge zu danken.

Literaturverzeichnis.

1) W. Adams u. R. Day, Proc. Roy. Soc. London **25**, 113, 1877.
2) O. v. Auwers u. Kerschbaum, Ann. d. Phys. **7**, 129, 1930.
3) K. Baedeker, Ann. d. Phys. **22**, 749, 1907.
4) Barth u. Dember, Phys. Zeitschr. **34**, 284, 1933.
5) W. Behrendt, Naturw. **23**, 146, 1935.
6) L. Bergmann, Phys. Zeitschr. **33**, 209, 1932, Naturw. **20**, 15, 1932.
7) W. Brattain, Phys. Rev. **45**, 745, 1934.
8) W. Bulian, Phys. Zeitschr. **34**, 745, 1933.
9) H. Dember, Phys. Zeitschr. **32**, 554, 1931.
10) H. Dember, Phys. Zeitschr. **33**, 207, 1932.
11) Duhme u. Schottky, Naturw. **18**, 735, 1930.
12) E. Engelhard, Ann. d. Physik **17**, 501, 1933.
13) C. Fink u. Alpern, Trans. Amer. electrochem. Soc. **58**, 275, 1930.
14) R. Fleischmann, Ann. d. Physik **5**, 73, 1930.
15) Gleason, Phys. Rev. **44**, 315, 1933.
16) Grondahl u. Geiger, Trans. Am. Inst. El. Eng. **46**, 357, 1927; Brit. Pat. 277610, 1928; U. S. A. Pat. 1704679, 1929.
17) Gudden, Phys. Zeitschr. **32**, 825, 1931. Gudden u. Mönch, Naturw. **19**, 361, 1931.
18) A. Joffé u. J. Joffé, Zeitschr. f. Phys. **82**, 754, 1933.
19) A. Joffé u. J. Joffé, Comptes rendues **199**, 569, 1934.
20) B. Lange, Phys. Zeitschr. **31**, 139, 1930; Phys. Rev. **15**, 1182, 1934.
21) B. Lange, Die Photoelemente und ihre Anwendung. 1936.
22) G. Mönch, Naturw. **21**, 751, 1933.
23) G. Mönch u. Stechhöfer, Zeitschr. f. Phys. **84**, 59, 1933.
24) G. Mönch u. Stühler, Zeitschr. f. Phys. **85**, 131, 1933.
25) G. Mönch u. Stühler, Zeitschr. f. Phys. **91**, 253, 1934.
26) St. Pelz, Mitt. Inst. Rad. Forsch. 330, 1933; S. A. Wiener Ber. **142**, 509, 1933; Verh. Dt. phys. Ges. **15**, 4, 1934.
27) E. Perucca, Phys. Zeitschr. **32**, 890, 1931

28) E. Perucca u. Deaglio, Zeitschr. f. Phys. **72**, 102, 1931.
29) A. H. Pfund, Science **42**, 805, 1915.
30) A. H. Pfund, Phys. Rev. **7**, 289, 1916.
31) Reinders u. Hamburger, Ann. d. Phys. **10**, 649, 1931.
32) B. Schönwald, Ann. d. Phys. **15**, 395, 1932.
33) W. Schottky u. Deutschmann, Phys. Zeitschrift **30**, 839, 1929.
34) W. Schottky, Phys. Zeitschr. **31**, 913, 1930; Phys. Zeitschr. **32**, 833, 1931.
35) R. Schulze, Phys. Zeitschr. **34**, 24, 1933.
36) H. Teichmann, Zeitschr. f. Phys. **65**, 709, 1930.
37) H. Teichmann, Proc. Roy. Soc. London **139**, 105, 1933.
38) W. Vogt, Ann. d. Phys. **7**, 183, 1930.
39) F. Waibel, Naturw. **20**, 297, 1932.
F. Waibel u. Schottky, Phys. Zeitschr. **33**, 583, 1932.
40) F. Waibel u. Schottky, Naturw. **20**, 297, 1932.
41) H. Wolff, Phys. Zeitschr. **33**, 621, 1932.
42) L. A. Wood, Rev. Scient. Instr. **4**, 434, 1933.

Berlin, Institut für Strahlenforschung der Universität.

(Eingegangen 20. August 1936.)

Reversible und irreversible Magnetisierungsvorgänge bei Temperaturänderung.

Von N. Embirikos und H. Bittel.

I. Einleitung.

Die ferromagnetische Magnetisierung kann man durch zweierlei Arten von Vorgängen erklären: 1. reversible Prozesse (Drehprozesse), die man sich als Drehung der Elementarbereiche vorstellt; 2. irreversible Prozesse (Klapp- oder Inversionsprozesse), welche man durch das Umklappen des Magnetisierungsvektors eines Bereiches in entgegengesetzte Richtung (180°) erklärt. Durch ein äußeres Magnetfeld erhält man im allgemeinen durch Zusammenwirken beider Vorgänge die bekannte Magnetisierungskurve, wobei die Hystereseerscheinung im wesentlichen durch die Klapprozesse bedingt ist.

Bei vielen Materialien erweist sich der magnetische Zustand beim Durchlaufen der Hystereseschleife als sehr instabil, so daß man durch Erschüttern oder allein durch langes Warten vor jeder Messung eine starke Verengung der Hystereseschleife herbeiführen kann.

Die Fig. 1, 2 und 3 zeigen die Hystereseschleifen von Nickel (chemisch rein), die mit der unten beschriebenen Anordnung bei 15° C aufgenommen wurden. Für jede Probe erhält man zwei Schleifen: eine breitere, wenn man während der Messung Erschütterungen des Materials möglichst vermeidet und sofort nach der Feldänderung J bestimmt, und eine engere Hystereseschleife, bei der vor Aufnahme jedes Meßpunktes das Material so lange erschüttert wurde, bis sich ein stabiler Endzustand einstellte.

Fig. 1. Hystereseschleife, sehr weiches Nickel.

Beim weichen, sehr reinen Nickel (Fig. 1), welches in der breiten Hystereseschleife eine Koerzitivkraft von nur 1,9 Oersted aufweist,

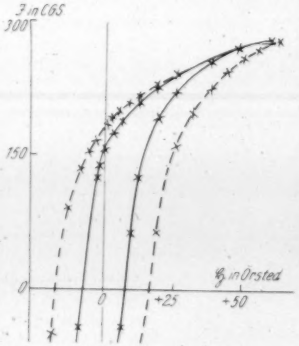


Fig. 2. Hystereseschleife, hartes Nickel.

zeigt sich im stabilen, erschütterten Zustand überhaupt keine Hystereseerscheinung mehr. Bei 100° C erhält man für alle Materialien qualitativ dieselben Ergebnisse.

Die jungfräuliche Magnetisierungskurve (Neukurve) läßt sich durch Aufteilung in reversible und irreversible Prozesse in drei Abschnitte teilen (Fig. 4). Während vom Feld o

ausgehend, von $0-A$, die Magnetisierung wesentlich durch reversible Prozesse bedingt ist, wird die starke Magnetisierungszunahme bei mittleren Feldern von $A-B$ wesentlich durch irreversible

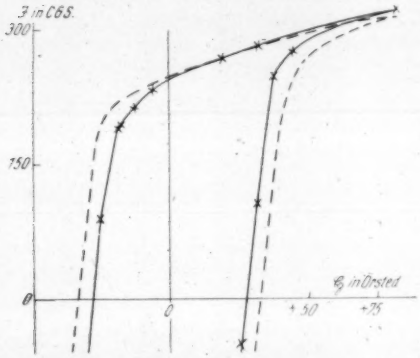


Fig. 3. Hystereseschleife, sehr hartes Nickel.

Vorgänge hervorgerufen. Im letzten Teil der Kurve $B-\infty$ finden nur Drehprozesse statt, so daß im Zustande der Sättigung alle Magnetisierungsvektoren im Feld ausgerichtet sind.

Bei höherer Temperatur (vgl. Fig. 4: 15° und 100° C) liegt der steile Teil der Kurve bei kleineren Feldstärken, während der Sättigungswert geringer ist, so daß sich die Kurven im allgemeinen zweimal schneiden (A, B).

Es wurde bei verschiedenen Materialien untersucht, wie sich die Magnetisierung bei

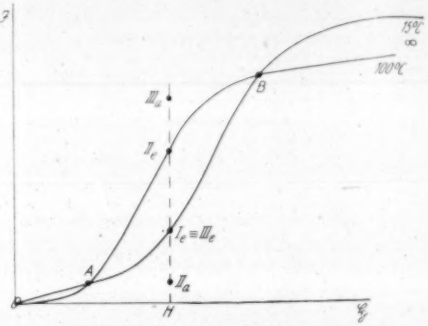


Fig. 4. Schematische Aufteilung der Neukurve.

konstantem äußerem Magnetfeld ändert, wenn man von einer Temperatur zu einer anderen übergeht.

II. Versuchsanordnung (Fig. 5).

Die Probe (PP) von 2 mm Durchmesser und 150 mm Länge ist achsial in einer wassergekühlten

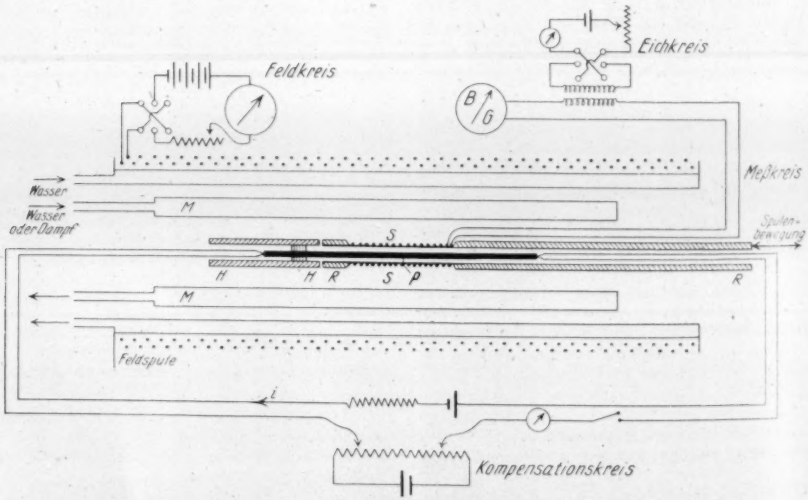


Fig. 5. Versuchsanordnung.

Feldspule (63,6 Oersted pro Ampere) befestigt. Die Magnetisierung wird ballistisch durch Verschieben der Induktionsspule S gemessen. Die Spule S bewegt sich dabei stets im homogenen Teil des Feldes[1]), so daß die Ausschläge des ballistischen Galvanometers BG unmittelbar die Volumenmagnetisierung J anzeigen.

Die Erschütterung der Probe geschieht durch starkes Klopfen der Metallröhre R, auf welche die Induktionsspule gewickelt ist, gegen den Halter H. Ein doppelwandiger Metallzylinder M gestattet, den ganzen Innenraum auf die Temperatur von Leitungswasser oder Dampf zu bringen.

Zur gleichzeitigen Messung der elektrischen Widerstandsänderung kann mittels einer Kompensationseinrichtung die Spannung zwischen den Enden der Probe beim Fließen des elektrischen Stromes i gemessen werden.

Die vor jeder Messung notwendige sorgfältige Entmagnetisierung der Probe geschieht nach dem bekannten Verfahren von Gumlich und Rogowski[2]), bei dem durch einen Entmagnetisierungsapparat der Feldspule ein Wechselstrom mit gleichmäßig abnehmender Amplitude zugeführt wird. Trotzdem bleibt ein geringer Magnetisierungsrest von 1–2 Proz. der Sättigung zurück, der vielleicht durch das einseitige Einklemmen der Probe bedingt ist.

III. Magnetische Messungen.

Es wurde bei den verschiedenen Proben die Neukurve bei 15° und 100° C aufgenommen. Fig. 6 zeigt die beiden Kurven im stabilen erschütterten Zustand für das reine, sehr weiche Nickel. Fig. 7 zeigt dasselbe für $Ni + 1$ Proz. Mn im stabilen und labilen Zustand. Im labilen Zustand liegt der zweite Schnittpunkt bei hohem Feld. Durch Erschüttern wird die Magnetisierung bei 15° C so stark erhöht, daß sich die Kurven jetzt bei 40 Oersted schneiden[3]).

Zur Messung der Magnetisierungsänderung bei konstantem Feld erregt man bei 15° C, nachdem die Probe entmagnetisiert ist (J_0), ein Magnetfeld H, das während der ganzen Messung unverändert bleibt. Die Probe wird erschüttert, so daß die Magnetisierung den stabilen Endwert Ie (vgl. Fig. 4) einnimmt. Beim Erwärmen der Probe auf 100° C nimmt die Magnetisierung zunächst auf den Wert IIa ab. Durch Erschüttern der Probe wird der stabile Zustand mit der hohen Magnetisierung IIe erreicht. Geht man jetzt auf 15° C zurück, so nimmt die Magnetisierung zu (Wert IIIa) und erreicht nach Erschütterung den Endwert IIIe, welcher mit dem Wert des Ausgangszustandes (Ie) übereinstimmt.

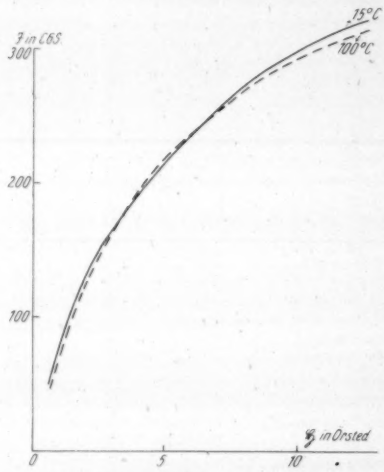


Fig. 6. Neukurve bei 15° und 100° reines Nickel, stabiler Zustand.

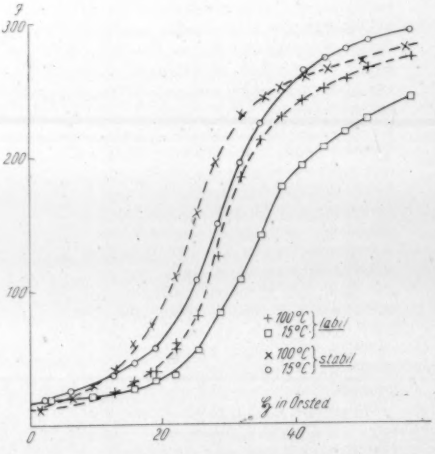


Fig. 7. Neukurve bei 15° und 100° $Ni + 1$ Proz. Mn, labiler und stabiler Zustand.

1) In Fig. 5 ist die Feldspule stark verkürzt gezeichnet; sie ist 60 cm lang.

2) E. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen, 1918.

3) Die Änderung der Lage der Kurve durch die Änderung der Scherung, welche infolge der J-Zunahme eintritt, kann vernachlässigt werden.

Tabelle I.

H	IIa-Ie	IIe-IIa	IIIa-IIe	IIIe-IIIa	$\Sigma \Delta J$
0,6	−6	2	3	+2	+1
1,0	−4	4	3	−3	0
1,3	−6	5	5	−4	0
1,6	−7	8	6	−6	+1
1,9	−9	6	7	−4	0
2,5	−11	15	6	−9	+1
3,2	−9	14	7	−12	0
3,8	−9	14	5	−10	0
4,1	−10	18	6	−15	−1
4,5	−11	11	13	−13	0
4,8	−9	13	11	−15	0
5,0	−10	12	10	−11	+1
6,3	−10	10	13	−13	0
11,4	−5	−3	11	−3	0

Solche Messungen wurden beim reinen Nickel für verschiedene Feldstärken zwischen 0,6 und 12 Oersted ausgeführt. Tabelle I zeigt die Magnetisierungsänderungen. Das Vorzeichen der Größen (IIa — Ie) und (IIIa — IIe) zeigt, daß unter Vermeidung von Erschütterungen bei allen Feldern die Magnetisierung bei Erhöhung der Temperatur stets abnimmt, bei Erniedrigung stets zunimmt. Das Vorzeichen der durch das Erschüttern hervorgerufenen Magnetisierungsänderungen ist nicht einheitlich, sondern hängt davon ab, wie die jeweilige Feldstärke zu den beiden Schnittpunkten der Magnetisierungskurve liegt. Die letzte Spalte der Tabelle I zeigt, daß die Summe aller Magnetisierungsänderungen gleich Null ist, d. h. der stabile Endzustand IIIe ist identisch mit dem stabilen Ausgangszustand Ie.

Ähnliche Resultate ergaben die Versuche mit den anderen Proben ($Ni + 1$ Proz Cr; $Ni + 2$ Proz. Cr). Zwar wird auch mit zunehmender Temperatur die Magnetisierung stets erniedrigt und mit abnehmender Temperatur stets erhöht; jedoch erreicht die Magnetisierung hierbei am Ende des Versuches nicht den Wert des Ausgangszustandes, d. h. $\Sigma \Delta J > 0$. Durch die magnetische und thermische Behandlung erfährt dieses Material eine bleibende Veränderung.

Erwärmt man das reine Nickel vom Magnetisierungszustand Ie (15° C, stabil) auf 100° C (Zustand IIa) und kühlt, ohne vorher erschüttert zu haben, wieder auf 15° ab, so erhält man einen Magnetisierungswert, der innerhalb der Meßgenauigkeit mit dem Wert des Ausgangszustandes identisch ist. Dasselbe ergibt sich, wenn man vom stabilen Zustand bei 100° aus, unter Vermeidung von Erschütterungen, auf 15° abkühlt und wieder auf 100° erwärmt.

Diese Versuche zeigen, daß die Magnetisierungsänderung des reinen weichen Nickels bei Erhöhung oder Erniedrigung der Temperatur nur durch reversible Vorgänge bedingt ist.

IV. Elektrische Messungen.

Durch die Magnetisierung wird die elektrische Leitfähigkeit der ferromagnetischen Metalle geändert; dabei ist die Widerstandsänderung nach Gerlachs Untersuchungen wesentlich durch die Drehprozesse bedingt. Es wäre demnach wünschenswert, die Vorgänge bei Temperaturänderung und Erschütterung im Magnetfeld durch elektrische Messungen zu verfolgen. Eine Widerstandsmessung beim Übergang von 15° C auf 100° C gestattet jedoch keine Aussage über den magnetischen Zustand der Probe zu machen, da ein solcher Effekt durch die starke Temperaturabhängigkeit der metallischen Leitfähigkeit vollständig überdeckt wird.

Man muß sich also hier auf Versuche bei gleichbleibender Temperatur beschränken. Für reines Nickel und $Ni + 1$ Proz. Mn wurden bei Zimmertemperatur folgende Zustandsänderungen durch Messung der Magnetisierung und des elektrischen Widerstandes verfolgt: Die entmagnetisierte Probe (Magnetisierung J_0, Widerstand W_0) wird im Feld H magnetisiert (J_1, W_1)

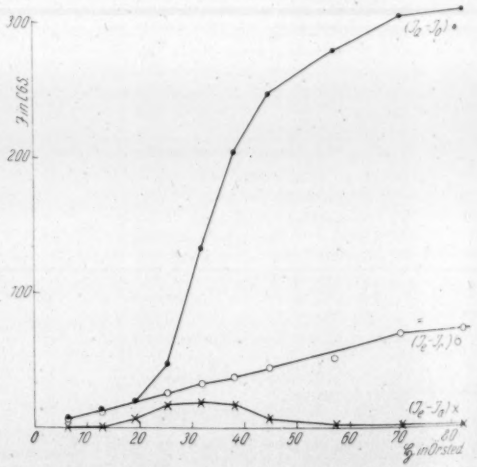


Fig. 8. Reversible und irreversible Änderung der Magnetisierung.

Durch Erschüttern der Probe nimmt die Magnetisierung und der Widerstand zu (J_e, W_e). Nach Ausschalten des Feldes erhält man die Remanenzwerte J_r und W_r. Fig. 8 zeigt die Änderung der Magnetisierung, Fig. 9 die des Widerstandes beim Erregen des Feldes ($J_a - J_0$; $W_a - W_0$), Erschüttern der Probe ($J_e - J_a$, $W_e - W_a$) und Ausschalten des Feldes ($J_e - J_r$, $W_e - W_r$) bei verschiedenen Feldstärken für $Ni + 1$ Proz. Mn.

Während die Magnetisierung eine große Zunahme beim Einschalten, eine geringe Abnahme beim Ausschalten des Feldes zeigt, weist die Widerstandsänderung beim Erregen und Ausschalten des Feldes ähnliche Werte auf. Der Unterschied ist durch die irreversible Magnetisierung bedingt, welche beim Feld null als Remanenz bestehen bleibt. Dieser irreversible Anteil der Magnetisierung zeigt demnach keinen Einfluß auf den elektrischen Widerstand. Beim reinen Ni zeigen sich dieselben Erscheinungen.

Durch das Erschüttern der Probe tritt in dem Gebiet der Feldstärke, in dem die Magnetisierung wesentlich durch irreversible Vorgänge bedingt ist, eine Erhöhung der Magnetisierung (ΔJ) und des elektrischen Widerstandes (ΔW) auf. Beide Größen zeigen ähnlichen Verlauf mit einem Maximum bei 6,3 Oersted für reines Nickel und 32 Oersted für $Ni + 1$ Proz. Mn. Das Verhältnis $\Delta W/\Delta J$ ist für $Ni + 1$ Proz. Mn bei Erschüttern der Probe von ähnlicher Größe wie beim Ausschalten des Feldes; für reines Nickel dagegen sehr klein. Das Erschüttern hat also bei reinem Nickel eine außerordentlich geringe Widerstandsänderung zur Folge.

Bei kleinen und großen Feldstärken beeinflußt das Erschüttern der Probe weder die Magnetisierung noch den elektrischen Widerstand.

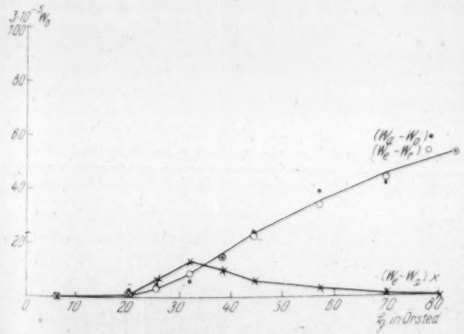


Fig. 9. Änderung des elektrischen Widerstands bei den Magnetisierungsänderungen der Fig. 8.

V. Ergebnisse und Zusammenfassung.

1. Die Hystereseschleifen bei Proben aus reinem Nickel, $Ni + 1$ Proz. Mn, $Ni + 1$ Proz. Cr, $Ni + 2$ Proz. Cr werden durch Erschüttern der Probe vor jeder Messung enger.

2. Die Magnetisierungsänderung, die unter gleichbleibendem Magnetfeld durch den Übergang von einer Temperatur in eine andere hervorgerufen wird, besteht aus einem reversiblen und einem irreversiblen Anteil. Beim Übergang von 15° C auf 100° C und umgekehrt konnten diese Größen im Versuch einzeln gemessen werden.

3. Den reversiblen Anteil erhält man bei Temperaturänderung unter Vermeidung von Erschütterung; dabei nimmt bei Temperaturzunahme die Magnetisierung stets ab und bei Temperaturabnahme stets zu. Bei gleichem äußeren Magnetfeld ist die reversible Magnetisierungsabnahme beim Erwärmen von 15° C auf 100° C gleich der Magnetisierungszunahme beim Abkühlen von 100° C auf 15° C. Die Größe dieser Magnetisierungsänderung ist bei verschiedenen Feldstärken verschieden; sie nimmt mit zunehmender Feldstärke zu[1]). Berechnet man jedoch die prozentuale Magnetisierungsänderung, so wird diese innerhalb der Meßgenauigkeit für alle Felder gleich groß; sie beträgt bei Temperaturzunahme $-6{,}5$ Proz. und bei Temperaturabnahme $+5{,}8$ Proz. bei einem mittleren Fehler von $\pm 0{,}5$.

4. Die beobachtete reversible Magnetisierungsänderung kann durch die Temperaturabhängigkeit der spontanen Magnetisierung vollständig erklärt werden: Ein Elementarbereich der ferromagnetischen Probe habe das magnetische Moment m. Wenn dieses Moment mit der Richtung des magnetischen Feldes den Winkel φ bildet, liefert es zur Magnetisierung der Probe den Beitrag $m \cdot \cos\varphi$. Befinden sich in 1 cm³ N Elementarbereiche, so ist die Magnetisierung

$$J = N \cdot m \cdot \overline{\cos\varphi}\,.$$

Eine Magnetisierungsänderung ΔJ kann durch Veränderung der Größe oder der Richtungsverteilung der elementaren Magnetisierungsvektoren verursacht werden. Für die relative Magnetisierungsänderung $\Delta J/J$ erhält man:

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta\overline{\cos\varphi}}{\overline{\cos\varphi}}\,.$$

1) Dies gilt nicht mehr für den letzten Meßpunkt, welcher oberhalb des zweiten Schnittpunktes (B, Fig. 4) der beiden Magnetisierungskurven liegt. Hier treten offenbar auch ohne Erschütterung irreversible Vorgänge auf.

Das magnetische Moment m (spontane Magnetisierung) ist eine eindeutige Funktion der Temperatur; beim Übergang von 15° C auf 100° C nimmt die spontane Magnetisierung für reines Nickel um $\Delta m/m = 5{,}8$ Proz. ab[1]). Diese Größe stimmt mit dem experimentell gefundenen Wert von $\Delta J/J$ innerhalb der Meßgenauigkeit überein. $\cos\varphi$ ändert sich demnach innerhalb dieser Grenzen nicht.

5. Bewirkt man also bei gleichbleibendem Magnetfeld durch Veränderung der Temperatur eine reversible Magnetisierungsänderung, so bleibt die Richtungsverteilung der elementaren Magnetisierungsvektoren erhalten. Solange man irreversible Prozesse vermeidet, ist demnach bei einer bestimmten Feldstärke die Richtungsverteilung der Magnetisierungsvektoren temperaturunabhängig. Nach dem Auftreten eines irreversiblen Vorganges wird im allgemeinen die Verteilung, infolge des geänderten Einflusses der benachbarten Elementarbereiche, eine andere sein[2]). Es ist also nicht möglich, bei einer gegebenen Probe jeder Feldstärke eindeutig eine temperaturunabhängige Richtungsverteilung zuzuordnen. Aus den angegebenen Versuchen kann also nicht gefolgert werden, daß die bei kleinen Feldänderungen beobachtete reversible Permeabilität[3]) temperaturunabhängig ist. Wie wir durch Versuche feststellen konnten, ist bei mittleren Feldern tatsächlich die reversible Permeabilität bei 100° C ungefähr doppelt so groß als bei 15° C[4]).

6. Es zeigt sich, daß die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit der Proben wesentlich durch reversible Prozesse bedingt ist. Daß die irreversiblen Vorgänge beim Erschüttern der Probe den elektrischen Widerstand etwas beeinflussen, wird durch die damit verbundene Änderung der Richtungsverteilung erklärt, so daß diese aus der Widerstandsänderung ermittelbar ist.

Die Versuche wurden auf Anregung von Herrn Prof. W. Gerlach ausgeführt und werden fortgesetzt.

Der eine von uns (Embirikos) dankt für die wiederholte Möglichkeit, im Physikalischen Institut der Universität München arbeiten zu können.

1) P. Weiß und R. Forrer, C. R. **178**, 1046, 1924.

2) Bei Festlegung der Richtungsverteilung wird hier nur die Richtung, dagegen nicht der Richtungssinn berücksichtigt. Das Umklappen um 180° soll demnach keine Veränderung der Richtungsverteilung bedeuten.

3) R. Gans, Ann. d. Phys. **27**, 1, 1908.

4) Vgl. auch J. v. Harlem, Diss. Tübingen 1931.

München, Physikalisches Institut der Universität, September 1936.

(Eingegangen 18. September 1936.)

Über die Geltungsbereiche und die Konstantenwerte der verschiedenen Mischkörperformeln Lichteneckers.

Von D. A. G. Bruggeman.

1. Das Mischkörperproblem.

Das allgemeine Mischkörperproblem läßt sich so formulieren: Wie hängen die physikalischen Eigenschaften eines Mischkörpers von Mischungsverhältnis, Verteilung und physikalischen Eigenschaften der Bestandteile ab? Bis vor kurzem ist diese Problemstellung im wesentlichen drei Beschränkungen unterworfen gewesen:

a) Es wurden nur die physikalischen Konstanten der Vektorfelder (hauptsächlich Stromleitung und elektrische Influenz) studiert.

b) Der untersuchte Mischkörper war ein heterogenes Gemisch zweier homogener Bestandteile, wovon der eine in Körnern, aus sehr vielen Molekülen oder Atomen zusammengesetzt, auftrat, entweder untermischt mit Körnern oder eingesprengt in eine Grundmasse der zweiten Substanz.

c) Beide Bestandteile waren in bezug auf die betreffende Eigenschaft isotrop.

Für solche Aggregate gibt zuerst O. Wiener[1]) für die Dielektrizitätskonstante und die Leitfähigkeit die Formel

$$\frac{1}{E+u} = \frac{\delta_1}{\varepsilon_1+u} + \frac{\delta_2}{\varepsilon_2+u}, \qquad (1)$$

wo ε_1, ε_2 und E die DK. (bzw. Lfk.) der zwei Bestandteile und des Mischkörpers darstellen, δ_1 und δ_2 die Volumanteile der Bestandteile und u eine Konstante, die von der Form und der Lage (und wie sich später herausgestellt hat, auch von der DK. bzw. Lfk.) der Bestandteile abhängt und in Spezialfällen (Querplättchen und Längsstäbchen) die Extremwerte 0 bzw. ∞ annimmt[2]); die Gleichung (1) geht dann über in eine der einfachen und sofort einleuchtenden Formeln

$$\frac{1}{E_s} = \frac{\delta_1}{\varepsilon_1} + \frac{\delta_2}{\varepsilon_2}, \qquad (1a)$$

$$E_p = \delta_1\varepsilon_1 + \delta_2\varepsilon_2. \qquad (1b)$$

Für andere Körnerformen und -lagen wird u nur für wenige Spezialfälle berechnet und die von Stöcker[3]) bei *KCl*-Luftgemischen experimen-

1) O. Wiener, Physik. Zeitschr. **5**, 332, 1904; Leipz. Sitz.-Ber. **61**, 113, 1909; **62**, 256, 1910.

2) O. Wiener, Abh. d. sächs. Ges. d. Wiss., math.-phys. Kl. **32**, 509, 1912.

3) E. Stöcker, Zeitschr. f. Phys. 2, 236, 1920.

tellbestimmten u-Werte gelten nicht für andere Mischkörper – die Anwendbarkeit der Wienerschen Formel wird dadurch bis auf weiteres sehr eingeschränkt.

K. Lichtenecker ist weiter vorgedrungen. Er greift zuerst das zweidimensionale Problem an: Berechnung der DK. in der Querrichtung eines Mischkörpers aus Prismen der beiden Substanzen mit parallelen Kanten. Eine alte Methode Rayleighs[1]) ergibt für Einsprengungen der einen oder anderen Substanz zwei Paar Schrankenwerte für die DK. oder Lfk. und Lichtenecker findet durch numerische Rechnung[2]), später auch theoretisch[3]), daß ziemlich in der Mitte dieses Schrankenquadrupels ein E-Wert liegt, bestimmt durch die einfache Formel

$$E = \varepsilon_1^{\delta_1} \varepsilon_2^{\delta_2}. \qquad (2)$$

Diese logarithmische Mischungsformel wird bestätigt durch Rechnungen, die Lichtenecker früher[4]) bei einem sehr speziellen Mischkörper, einem Schachbrettmodell, durchgeführt hatte.

Für den dreidimensionalen Mischkörper gibt Lichtenecker die Formel in der abgeänderten Form

$$E = \varepsilon_1^{\theta_1} \varepsilon_2^{\theta_2}, \qquad (3)$$

wo die θ reduzierte Raumteile bezeichnen mit den Definitionen

$$\theta_1 = \delta_1 (1 + \varkappa \delta_2), \qquad (3a)$$

$$\theta_2 = \delta_2 (1 - \varkappa \delta_1). \qquad (3b)$$

In der erwähnten Arbeit des Jahres 1924 hat Lichtenecker nur die Korrektion (3b) angebracht, statt θ_1 schreibt er noch δ_1, auf welche Ungenauigkeit ich bei einer Besprechung der Lichteneckerschen Theorie hingewiesen habe[5]) — noch in demselben Jahre 1924 hat Lichtenecker aber schon das vollständige Formelnpaar (3a) und (3b) angewandt[6]). Die Größe $\varkappa$ muß eingeführt werden, um die Mittellage im Schrankenquadrupel aufrechtzuerhalten. Lichtenecker berechnet ihren Wert aus den Schrankenwerten für $\delta_1 = \delta_2 = \frac{1}{2}$.

Im letzten Jahrzehnt sind die im Anfang genannten Beschränkungen zum guten Teil aufgehoben worden. Die dritte erst in diesem Jahre von mir[1]), die anderen schon früher von Lichtenecker. Schon im Jahre 1926 wendet Lichtenecker[2]) seine Formeln bei molekular gemischten Körpern und bei diesen auch auf die Brechungsexponenten an, jedoch noch ohne Beweis ihrer Gültigkeit. Nachdem er im nächsten Jahr[3]) auf die Analogie seiner logarithmischen Mischungsformel mit dem bekannten Entropieansatz hingewiesen hat, unternimmt Lichtenecker im Jahre 1931 in Zusammenarbeit mit Rother[4]) den Versuch einer theoretischen Begründung dieser Formel. Die Ableitung gilt für alle Mischkörper und alle physikalischen Eigenschaften, die vier Postulaten genügen. Von diesen Postulaten fordert das erste einfach die Wohldefiniertheit des Mischkörpers, die anderen sind:

I. Für die physikalischen Eigenschaften das Wienersche Proportionalitätspostulat: bei proportionaler Änderung einer physikalischen Konstante beider Komponenten soll sich die Mischkörperkonstante ihnen proportional ändern. Diese Forderung ist jedenfalls erfüllt für DK. und Lfk., welche Quotienten zweier Vektorgrößen und unabhängig von deren Wert sind; weniger einleuchtend scheint das Prinzip für den Brechungsexponenten. Wo das Postulatüb erhaupt erfüllt ist, gilt es gleichwohl für homogene wie für heterogene Mischkörper.

II. Für die geometrischen Eigenschaften das Postulat der Volumkonstanz. Dies gilt für heterogene Mischkörper exakt, für homogene (molekulare) nur annähernd, soweit die Mischungskontraktion (oder -dilatation) vernachlässigt werden darf.

III. Sowohl für physikalische wie für geometrische Eigenschaften das Gruppenprinzip, das Postulat der unveränderten Anwendbarkeit der Mischungsformel bei wiederholter Mischung. Dieses Postulat ist für DK. und Lfk. eine Verschärfung des Wienerschen, es setzt ja voraus, daß die Mischkörperkonstante auch bei sich ändernder Verhältniszahl der Komponentenkonstanten in unveränderter Weise von diesen abhängt. Anders als das Prinzip (I) scheint diese dritte Forderung nicht in der physikalischen Natur, z. B. der elektro-

1) J. W. Rayleigh, Phil. Mag. (5) **34**, 481, 1892.
2) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **19**, 374, 1918; **25**, 169, 193, 225, 1924.
3) K. Lichtenecker, Kolloidchem. Beih., Ambronn-Festschr. S. 285, 1926.
4) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **10**, 1005, 1909.
5) D. A. G. Bruggeman, Ann. d. Phys. (5) **24**, 636, 1935.
6) K. Lichtenecker, Leipz. Sitz.-Ber. **76**, 244, 1924.

1) D. A. G. Bruggeman, Ann. d. Phys. (5) **25**, 645, 1936.
2) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **27**, 833, 1926.
3) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **28**, 417, 1927.
4) K. Lichtenecker und K. Rother, Physik. Zeitschr. **32**, 255, 1931.

statischen Felder, begründet: durch die Anwendung der erhaltenen Formeln läßt sich prüfen, inwiefern dieses dritte Postulat praktisch erfüllt ist.

Aus den genannten Prinzipien erhalten Lichtenecker und Rother die allgemeine Mischungsformel

$$x^k = \delta_1 x_1^k + \delta_2 x_2^k, \tag{4}$$

wo δ_1 und δ_2 wie vorher Volumanteile darstellen, x, x_1 und x_2 irgendwelche, den drei Postulaten genügende Eigenschaftswerte des Mischkörpers bzw. seiner Komponenten und k eine Konstante, die nach (III) von x_1 und x_2 unabhängig sein soll. Die Verf. bemerken, daß Gleichung (4) mit $k = \pm 1$ gilt für skalare Eigenschaftswerte (Dichte, spezifisches Volum) und für vektorielle Verhältniszahlen bei speziellen Texturen: die Formeln (1a) und (1b) Wieners. Für $k = 0$ ergibt die allgemeine Gleichung die logarithmische Mischungsformel, und zwar die ursprüngliche Form (2), nicht die neue Form (3). Ob auch andere k-Werte vorkommen, wird nicht untersucht.

Später hat Rother[1]) gezeigt, daß ohne das Postulat (II) Gleichung (4) die allgemeinere Form

$$x^k = \theta_1 x_1^k + \theta_2 x_2^k \tag{5}$$

annimmt, wo θ_1 eine Funktion von δ_1 bezeichnet und $\theta_2 = 1 - \theta_1$ ist. Hier scheint, für $k = 0$, der Weg zur Formel (3) frei. Sobald aber das Prinzip der Volumkonstanz erfüllt ist, gehen θ_1 und θ_2 wieder in δ_1 und δ_2 über – gerade für den heterogenen Mischkörper, wo Lichtenecker die Gleichung (2) durch (3) ersetzt hat, um die Abweichungen seiner Werte von den Rayleighschen und den experimentellen zu erklären, ist aber das Postulat (II) erfüllt und die Ersetzung daher nicht motiviert. Es scheint also mehr angebracht, hier nach der allgemeinen Gleichung (4) mit einem von Null abweichenden k-Wert zu greifen.

Früher habe ich[2]) die Lichteneckerschen Gleichungen (2) und (3) sowie die Gleichung (1) Wieners an meiner eigenen Theorie für heterogene Mischkörper geprüft und die betreffenden Konstanten, $\varkappa$ und u, berechnet. Die neueren Untersuchungen Lichteneckers, im besonderen die schöne Gleichung (4), habe ich nicht in diese Prüfung einbezogen, da ich sie leider nicht kannte; da Gleichung (4) die Sachlage beträchtlich geändert hat, möchte ich im folgenden das Versäumte nachholen.

1) K. Rother, Monatsh. f. Math. u. Phys. **40**, 59, 1933.
2) a. a. O.

2. Die heterogenen Mischkörper.

Früher habe ich gezeigt[1]), daß im zweidimensionalen Problem, d. h. bei einem Mischkörper aus parallelen Prismen zweier Substanzen, die Quer-DK. (bzw. -Lfk.) des Aggregats für $\delta_1 = \delta_2 = \frac{1}{2}$ unabhängig von den Prismenformen den Wert $\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}$ erhält; für andere Volumverhältnisse liegt E zwischen zwei eng beisammenliegenden Extremwerten, die für Lamellen- bzw. Zylinderaggregate gelten. Tragen wir jetzt in die allgemeine Gleichung (4) für $\delta_1 = \frac{1}{2}$ den obigen E-Wert ein, so folgt sofort $k = 0$ und (4) geht in die logarithmische Mischungsformel über. Für andere δ_1-Werte ergibt diese Formel einen E-Wert ungefähr auf einem Drittel der Strecke zwischen den E-Werten für Zylinder- und Lamellengemische (vgl. die Tabellen a. a. O., S. 651). Für gewisse Prismenaggregate (u. a. das Parallelopipedenaggregat mit Schachbrettquerschnitt) gilt also die Formel (2) sehr genau, für Mischkörper aus vieleckigen, abgerundeten oder abgeplatteten Prismen mehr oder weniger annähernd.

Wesentlich anders liegt die Sache im dreidimensionalen Problem, beim Körneraggregat. Hier ist die logarithmische Mischungsformel, auch in ihrer abgeänderten Form (3), aus negativen und positiven Gründen abzulehnen. Einerseits widerspricht Gleichung (3), wie schon bemerkt, der allgemeinen Mischungsgleichung (4) von Lichtenecker und Rother. Andererseits hat Gleichung (3), wie Lichtenecker von Anfang an hervorgehoben hat, die Fundamentaleigenschaft der Invarianz gegen Inversion: Leitfähigkeit und spezifischer Widerstand, $\frac{J}{\mathfrak{E}}$ und $\frac{\mathfrak{E}}{J}$, werden durch dieselbe Mischungsformel dargestellt – im Körneraggregat benehmen J und $\mathfrak{E}$ sich aber wesentlich verschieden, der eine Vektor läßt nur eine Komponente stetig durch die Grenzfläche zweier Körner hindurchtreten, beim anderen Vektor gehen zwei Komponenten stetig hindurch und die Invarianz gegen Inversion ist hier also kein Vorzug, sondern vielmehr ein Fehler der Mischungsformel. Früher habe ich[1]) [a. a. O., S. 656, Gleichung (43)] die Konstante $\varkappa$ berechnet, mit welcher die $E\,\delta_1$-Kurve der Gleichung (3) durch den Schnittpunkt der Extremkurven (für Lamellen- bzw. Kugelaggregate) geht und also irgendein Körperaggregat darstellen kann – in derselben Weise läßt sich jetzt das k der Gleichung (4) berechnen, wir erhalten

$$\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^{\frac{1}{2}k} = \frac{2\varepsilon_1^{\frac{1}{3}} + \varepsilon_2^{\frac{1}{3}}}{\varepsilon_1^{\frac{1}{3}} + 2\varepsilon_2^{\frac{1}{3}}}. \tag{4a}$$

1) a. a. O.

Ebenso wie der obenerwähnte Schnittpunkt ist auch der k-Wert abhängig vom Verhältnis $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$, sein Grenzwert ist $k = \frac{1}{3}$ für $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = 1$ und mit zunehmendem Verhältnis $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$ nimmt k sehr langsam ab $\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = 4 \text{ ergibt } k = 0{,}322,\ \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = 16 \text{ macht } k = 0{,}292_5\right)$. Bei diesem k-Wert liegen die E-Werte des Körneraggregats nach (4) ungefähr auf einem Drittel der Strecke zwischen den Konstanten für Kugel- und Lamellenaggregate und die so berechneten E_{LR}-Werte ergeben die DK. oder Lfk. eines mittleren Körnergemisches (z. B. eines Würfelaggregats) mit etwa derselben Annäherung wie die E_L-Werte der Gleichung (2) im zweidimensionalen Fall. Dies folgt aus den Tabellen Ia und Ib.

Tabelle Ia.

E_L-Werte für Prismengemische nach (2) $[\varepsilon_1 = 4,\ \varepsilon_2 = 1]$.

δ_1	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
E_{zyl}	1	1,13	1,29	1,49	1,72	2	2,32	2,69	3,09	3,53	4
E_L	1	1,15	1,32	1,52	1,74	2	2,30	2,64	3,03	3,48	4
E_{lam}	1	$1,18_5$	1,37	1,57	1,77	2	2,26	$2,55_5$	2,92	3,37	4

Tabelle Ib.

E_{LR}-Werte für Körnergemische nach (4) $[\varepsilon_1 = 4,\ \varepsilon_2 = 1]$.

δ_1	0	$^1/_9$	$^2/_9$	$^3/_9$	$^4/_9$	$^5/_9$	$^6/_9$	$^7/_9$	$^8/_9$	1
E_{kug}	1	$1,18_5$	1,41	$1,68_5$	2	2,35	2,73	3,14	3,56	4
E_{LR}	1	1,21	1,44	$1,70_5$	2	2,33	2,69	3,09	3,52	4
E_{lam}	1	$1,24_5$	1,49	1,74	2	$2,28_5$	2,61	2,98	$3,42_5$	4

Früher habe ich (a. a. O., S. 661) die Lichteneckerschen Werte E_L nach (3) berechnet, sie liegen etwas mehr exzentrisch auf der Strecke zwischen den Extremwerten, näher den Kugelwerten. Für mittlere Körnerformen ergibt die Wienersche Formel (1) mit $u = 2\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}$ eine bessere Annäherung, dieser möchte ich jetzt die Formel (4) von Lichtenecker und Rother mit dem k-Wert der Formel (4a) oder annähernd mit $k = \frac{1}{3}$ als gleichwertig an die Seite stellen. Für Aggregate aus stark abgeplatteten oder abgerundeten Körnern ergeben meine a. a. O. abgeleitete Formeln (31a) und (33a) die beste Annäherung. Die empirische Prüfung der verschiedenen Formeln möge man daselbst nachlesen.

3. Die homogenen Mischkörper.

Ursprünglich hat Lichtenecker versucht, seine für die DK. und die Lfk. der heterogenen Gemische erhaltenen Formeln ungeändert bei homogenen Mischkörpern anzuwenden, und zwar auch auf deren Brechungsexponenten. In der oben erwähnten Arbeit aus dem Jahre 1926[1]) behandelt er als sehr genaue Messungsreihe die n-Bestimmungen von F. Schütt[2]) an *NaCl*-Lösungen. Schütt schreibt bei den n-Werten 5 und bei den p-Werten (Gewichtsprozente *NaCl*) 4 Dezimalziffern hin. Die Genauigkeit letzterer Zahlen (4,9970, 9,9944 usw.) ist nicht ganz zuverlässig, da die vielen Dezimalstellen durch Umrechnung der Salzgewichte in Luft auf das Vakuum erhalten sind, während die gewogenen *NaCl*-Prozente als 5, 10 usw. angegeben sind. Bei der kleinen Zunahme der n-Werte mit der Konzentration schadet einige Ungenauigkeit der p-Werte aber wenig und der Gang der n-Werte (875 — 877 — 891 — 903 — 927) zeigt an, daß zu den angegebenen p-Werten n-Werte gehören, die bis auf etwa 8 Einheiten der letzten Dezimalstelle zuverlässig sind — das Material eignet sich also zur Prüfung der verschiedenen Formeln Lichteneckers.

Die direkte Anwendung der Gleichung (2) ergibt sehr große Abweichungen (> 1 Proz.), viel zu groß, um durch die Raumkorrektur überbrückt zu werden. Damit ist die logarithmische Formel noch nicht abgeurteilt, denn Lichtenecker hat den Brechungsexponenten des festen Salzes zugrunde gelegt und der gilt jedenfalls nicht exakt für das gelöste *NaCl*. Ich betrachte darum die verschiedenen Lösungen als Mischungen der stärksten Lösung mit reinem Wasser, rechne auf Volumprozente um und suche den k-Wert, für welchen (4) die beste Übereinstimmung ergibt — sollte (3) exakt gelten, so würde ein k-Wert um $\frac{1}{3}$ herauskommen. Statt dessen stimmen die berechneten und gemessenen n-Werte bei $k = 9{,}5$, wie die dritte Spalte der Tabelle II anzeigt.

Die Schüttschen Messungen bestätigen also wohl die allgemeine Gleichung (4), nicht aber die spezielle Gleichung (3).

Lichtenecker und Rother arbeiten bei ihrer Ableitung der Formel (4) mit Volumanteilen, wie es bei den heterogenen Mischkörpern angebracht war, ihre Ableitung bleibt aber richtig, wenn man sie mit Gewichtsprozenten ansetzt. Dabei kann das leidige Postulat (II), das bei keiner Mischung — auch nicht bei der *NaCl*-Lösung — genau erfüllt ist, fortfallen: die Gewichte werden bei der Mischung exakt summiert. Ich habe deshalb die Rechnung noch einmal durchgeführt mit Gewichtsanteilen, dabei ergab sich die beste Übereinstimmung bei

1) a. a. O.

2) F. Schütt, Zeitschr. f. phys. Chem. **5**, 349, 1890.

einem sehr hübschen k-Wert, nämlich $k = -1$. Gleichung (4) erhält also die einfache Form

$$\frac{1}{n} = \frac{p_1}{n_1} + \frac{p_2}{n_2}, \qquad (6)$$

wo p_1 und p_2 die Gewichtsanteile der konzentrierten Lösung bzw. des Wassers und n_1 und n_2 deren Brechungsexponenten bezeichnen. Die Abweichungen der berechneten Werte finden sich in der fünften Spalte der Tabelle II, wiederum bleiben die Abweichungen innerhalb der Meßfehler. Um das Postulat (III) schärfer zu prüfen, habe ich mit Gleichung (6) berechnet, welchen Brechungsexponenten 100 Proz. flüssiges (und dissoziiertes) *NaCl*, falls es bei 20° bestände, aufweisen würde und aus dem erhaltenen Mittelwert ($n = 1{,}53202$) mit Gleichung (6) die n-Werte für die verschiedenen Lösungen Schütts berechnet (wo p'_1 jetzt den Gewichtsanteil *NaCl* in den Lösungen bezeichnet — die Abweichungen dieser berechneten Werte von den gemessenen finden sich in der siebenten Spalte der Tabelle und sind wiederum gering).

Tabelle II.

Brechungsexponenten von *NaCl*-Lösungen für die *D*-Linie (Schütt).

δ_1	n_{gem}	$k = 9{,}5$ $(n_{ber} - n_{gem}) \cdot 10^5$	p_1	$k = -1$ $(n_{ber} - n_{gem}) \cdot 10^5$	p'_1	$k = -1$ $(n_{ber} - n_{gem}) \cdot 10^5$
0	1,33316	(0)	0	(0)	0	(0)
0,17342	1,34191	− 3	0,19997	− 4	0,04997	− 4
0,35859	1,35068	+ 1	0,39995$_5$	+ 1	0,09994	0
0,55730	1,35959	+ 2	0,59999$_5$	+ 4	0,149921	+ 2
0,77049	1,36862	− 4	0,79997$_5$	+ 8	0,199903	+ 5
1	1,37789	(0)	1	(0)	0,249886	− 4

Zur weiteren Prüfung der neuen Gleichung (6), die für Mischungen von konzentrierter *NaCl*-Lösung mit reinem Wasser gelten soll, habe ich diese angewandt auf eine ältere Messungsreihe von Le Blanc[1]) und auf eine ganz neue von Spacu und Popper[2]). Das Ergebnis ist zusammengestellt in Tabelle III:

Tabelle III.

Brechungsexponenten von *NaCl*-Lösungen.

Für *Na*-Linie nach Le Blanc			Für *He*-Linie nach Spacu u. Popper		
Gewichts-Proz. *NaCl*	n_{gem}	$k = -1$ $(n_{ber} - n_{gem}) \cdot 10^5$	Gewichts-Proz. *NaCl*	n_{gem}	$k = -1$ $(n_{ber} - n_{gem}) \cdot 10^5$
0	(1,33321)	(0)	0	1,332486$_5$	(0)
4,79	1,34153	− 1	11,682	1,352953	+ 8,9
5,31	1,34260	− 13	17,571	1,363484	+ 13,7
24,13	1,37635	(0)	24,850	1,377000	− 1,2
—	—	—	25,838	1,378818	(0)

Die Abweichungen scheinen hier etwas größer; zieht man aber in Betracht, daß z. B. der dritte gemessene Wert von Spacu und Popper etwa 130 Einheiten der sechsten Dezimalstelle unter der besten Kurve durch die Messungen liegt, so wird auch hier die Übereinstimmung befriedigend.

Für *NaCl*-Lösungen, als Mischkörper betrachtet, gilt also die einfache Gleichung (6) mit großer Annäherung, vielleicht exakt — es fragt sich, ob hier ein allgemeines Gesetz vorliegt.

Ich habe dies zuerst geprüft an einigen anderen Lösungen der Spacu-Popperschen Untersuchungen.

In allen diesen Fällen ergibt Gleichung (6) Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen der Messungen.

Die bisher betrachteten Salze stimmen überein in der ziemlich vollständigen elektrolytischen Dissoziierung ihrer Lösungen und in der Einwertigkeit ihrer Ionen. Anders verhält es sich bei zwei anderen Lösungen, die ich nachgerechnet habe, $MgCl_2$ und NH_4Cl. Zum anderen Typus der Lösung scheint hier auch eine andere Mischungsformel zu gehören: Gleichung (6) gibt Abweichungen bis 50 und 100 Einheiten der fünften Dezimalstelle. Zwar bleibt die allgemeine Gleichung (4) gültig (wobei die δ Gewichtsanteile bezeichnen), aber mit anderen k-Werten, für

1) M. Le Blanc, Zeitschr. f. phys. Chem. **4**, 553, 1889.

2) G. Spacu u. E. Popper, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **25**, 460, 1934.

Tabelle IV.

Brechungsexponenten verschiedener Lösungen für die *He*-Linie (Spacu und Popper).

Gew.-Prozent KCl	n_{gem}	$k=-1$ $(n_{ber}-n_{gem})\cdot 10^5$	Gew.-Prozent KNO_3	n_{gem}	$k=-1$ $(n_{ber}-n_{gem})\cdot 10^5$	Gew.-Prozent $NaNO_3$	n_{gem}	$k=-1$ $(n_{ber}-n_{gem})\cdot 10^5$
0	$1{,}332486_5$	(0)	0	$1{,}332486_5$	(0)	0	$1{,}332486_5$	(0)
7,456	$1{,}342627_4$	+ 1,52	10,498	1,342317	+ 6,8	8,489	1,342025	+ 3,3
14,850	$1{,}352904_0$	− 3,61	15,163	1,346781	− 4,5	16,960	1,351677	+ 6,7
14,889	$1{,}352079_0$	− 0,67	19,760	1,351313	− 7,9	16,989	1,351706	+ 7,6
16,930	$1{,}355804_0$	− 9,14	21,016	1,352443	(0)	25,591	1,351766	(0)
24,250	$1{,}366113_0$	+ 3,68	.	.	.	.	.	.
24,610	$1{,}366613_0$	− 0,66	.	.	.	.	.	.
24,760	$1{,}366819_7$	(0)	.	.	.	.	.	.

$MgCl_2$ $k=-2{,}6$, für NH_4Cl $k+1$, wie aus der Tabelle V hervorgeht.

Tabelle V.

Brechungsexponenten anderer Lösungen für die *He*-Linie (Spacu und Popper).

Gew.-Proz. $MgCl_2$	$k=-2{,}6$ $(n_{ber}-n_{gem})\cdot 10^5$	Gew.-Proz. NH_4Cl	$k=+1$ $(n_{ber}-n_{gem})\cdot 10^5$
0	(0)	0	(0)
19,043	− 7,5	10,685	− 7,6
19,036	− 2	16,043	− 2,1
23,785	+ 5	16,362	− 0,8
27,566	+ 6	21,358	+ 6,8
31,700	− 8	26,467	(0)
31,855	(0)		

Auch für Molekulargemische ohne elektrolytische Dissoziation gilt die allgemeine Gleichung (4) wiederum mit Gewichtsanteilen, in zwei untersuchten Fällen lag der k-Wert nicht allzu weit von $k=-1$, aber deutlich von diesem Wert unterschieden, wie aus Tabelle VI hervorgeht.

Tabelle VI.

Brechungsexponenten für Gemische Methanol-Benzol[1]).

Gew.-Proz. M	n_{gem}	$k=-1$ $(n_{ber}-n_{gem})\cdot 10^5$	$k=-1{,}15$ $(n_{ber}-n_{gem})\cdot 10^5$
0	1,49517	(0)	(0)
19,64	1,45828	+ 19	+ 7
28,87	1,44146	+ 29	+ 4
38,77	1,42394	+ 28	+ 9
48,70	1,40679	+ 42	+ 4
58,56	1,39019	+ 44	+ 3
69,33	1,37262	+ 41	+ 10
79,55	1,35639	+ 35	+ 8
100	1,32529	(0)	(0)

Da die Messungen hier von der besten Kurve Abweichungen bis $15\cdot 10^{-5}$ zeigen, ist die Bestätigung der Formel (4) auch hier vorzüglich. Dasselbe gilt für das zweite Gemisch Ishikawas, Äthanol-Benzol, nur muß hier k etwa $-1{,}9$ gewählt werden.

1) T. Ishikawa, 1930, zitiert aus Landolt-Börnstein.

Nach diesen Stichproben läßt sich erwarten, daß die Gleichung (4) von Lichtenecker und Rother allgemeingültig ist für die Brechungsexponenten von Flüssigkeitsgemischen; die Entscheidung, für welche Gemische die Konstante $k=-1$ wird und was die theoretische Bedeutung der einfachen Gleichung (6) ist, bleibe weiteren Untersuchungen vorbehalten.

Lichtenecker[1]) hat seine ursprüngliche Formel (3) auch auf die DK. von Flüssigkeitsgemischen angewandt. Beim Gemische CCl_4–$CHCl_3$ von Grützmacher[2]) erhält er sehr gute Übereinstimmung, bei Nachprüfung stimmt Formel (6) ebenso gut mit $k=+0{,}36$; beide Ergebnisse beweisen, daß die DK. dieses homogenen Gemisches annähernd durch dieselben Formeln dargestellt wird wie die DK. eines heterogenen Mischkörpers. Allgemein ist diese Übereinstimmung gewiß nicht und wie beim Brechungsexponenten versagt auch bei der DK. die logarithmische Mischungsformel in manchen Fällen. Zum Beweis diene Tabelle VII.

Tabelle VII.

DK. des Gemisches *HCN*-Benzol[3]).

Molbuch *HCN*	ε_{gem}	$k=-\frac{1}{2}$ $(\varepsilon_{ber}-\varepsilon_{gem})\cdot 10^3$
0	2,262	(0)
0,00146	2,276	0
0,00323	2,294	− 2
0,00333	2,293	0
0,00417	2,304	− 3
0,00549	2,313	0
0,00564	2,315	0
0,00723	2,331	− 1
0,00791	2,337	0
0,00806	$2{,}337_8$	+ 0,5
0,0120	2,283	− 6
0,0247	2,494	+ 14
0,0506	2,802	+ 9
0,0688	3,070	− 12
0,0938	3,410	+ 45
0,0939	3,416	+ 40
0,1219	4,000	(0)

1) a. a. O.

2) M. Grützmacher, Zeitschr. f. Phys. **28**, 342, 1924.

3) O. Werner, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **4**, 371, 1929.

Hier stimmt die allgemeine Gleichung (6) im allgemeinen sehr gut mit dem Konstantenwert $k = -\frac{1}{2}$, in auffallender Übereinstimmung mit $k = -1$ bei den Brechungsexponenten mehrerer Elektrolyte.

4. Zusammenfassung.

Von den drei Formeln Lichteneckers läßt sich folgendes sagen:

a) Die ursprüngliche logarithmische Mischungsformel (2) gilt mit sehr guter Annäherung für DK. und Lfk. von zweidimensionalen heterogenen Mischkörpern (Prismengemischen).

b) Die logarithmische Mischungsformel mit reduzierten Raumteilen (3) gilt mit ziemlich guter Annäherung für die DK. und Lfk. von dreidimensionalen heterogenen Mischungen (Körnergemischen), gilt aber im allgemeinen nicht für homogene Gemische.

c) Die allgemeine Gleichung (4) von Lichteneckers und Rothers gilt (mit $k = 0$ bzw. $k \sim \frac{1}{3}$) mit sehr guter Annäherung für Volumanteile in den Fällen a und b; außerdem mit sehr verschiedenen k-Werten für Gewichtsanteile bei den Brechungsexponenten, DK. und wohl auch Lfk. vieler homogener Gemische; dabei tritt bei den Brechungsexponenten $k = -1$ und vielleicht bei den DK. $k = -\frac{1}{2}$ in den Vordergrund; es gelten in mehreren Fällen also die Gleichungen

$$\frac{1}{n} = \frac{p_1}{n_1} + \frac{p_2}{n_2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{\varepsilon} = \frac{p_1}{\varepsilon_1} + \frac{p_2}{\varepsilon_2}.$$

Wassenaar, 28. August 1936.

(Eingegangen 31. August 1936.)

Zur Dämmerungsleistung von Fernrohren.

Von A. Kühl.

Seit Königs Sehschärfemessungen ist bekannt, daß man auch die Dämmerungssehschärfe des Auges als lineare Funktion des Logarithmus der Beleuchtungsstärke des Netzhautbildes darstellen kann. Nennt man eine Anfangssehschärfe Sa, die zu der Beleuchtung Ba gehört, so ist hiernach auch für Dämmerungssehen:

$$S = Sa + k \lg \frac{B}{Ba}, \qquad (1)$$

wobei natürlich die Konstante k einen anderen Wert hat als bei Tagessehen. Bleibt die Außenbeleuchtung konstant, so kann die Beleuchtung des Netzhautbildes nur durch Änderung der Pupillenweite p geändert werden. Nennt man den zur Anfangssehschärfe Sa gehörigen Pupillendurchmesser p_a, so geht Gleichung (1) über in:

$$S = Sa + k \lg \left(\frac{p}{p_a}\right)^2. \qquad (1a)$$

Nimmt man ein Fernrohr vors Auge und betrachtet die vom Auge am Fernrohrbild geleistete Sehschärfe S_b, so ändert sich an der Beziehung (1a) gar nichts, d. h. es ist $S_b = S$. Jetzt bedeutet natürlich $p \leqq pa$ die AP des Fernrohrs, aber (von Einflüssen zweiter Ordnung abgesehen) bleibt Sa genau wie vorher an p_a gebunden. Ferner sind p wie p_a durch eine bestimmte Vergrößerung Γ bzw. Γ_a an den wirksamen Objektivdurchmesser D des Fernrohrs gebunden:

$$p_a \cdot \Gamma_a = D = p \cdot \Gamma. \qquad (2)$$

Nun pflegt man die Sehschärfe des Auges nicht am Fernrohrbild, sondern am Objekt zu zählen. Da das Fernrohrbild Γ-fach vergrößert ist, ist die am Objekt gezählte Sehschärfe durchs Fernrohr $S_f = \Gamma \cdot S_b$, also:

$$S_f = \Gamma \cdot \left[Sa + k \lg \left(\frac{p}{p_a}\right)^2\right]. \qquad (3)$$

Nur diese Form des Ansatzes für die Fernrohrsehschärfe bezüglich des Zählfaktors Γ ist offenbar möglich und deswegen auch schon von Anfang an von mir benutzt[1]).

Wenn man die Leistung L des Fernrohrs durch das Vielfache der Anfangssehschärfe Sa des freien Auges mit der Pupille p_a bei konstant gehaltener Außenbeleuchtung ausdrücken will, so wird:

$$L = \frac{S_f}{Sa} = \Gamma \cdot \left[1 + \frac{k}{Sa} \lg \left(\frac{p}{p_a}\right)^2\right]. \qquad (3a)$$

Hält man die Faktoren im zweiten Klammerglied konstant, indem man nur Γ variiert, so muß folgen $L = c \cdot \Gamma$.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit finden Nagel und Klughardt[2]) für diesen Fall das Ergebnis $L = a + c\Gamma$. Die Originalbeobachtungen dazu sind von den Verfassern leider nicht mitgeteilt; wenn man aber nach Analogie ihrer Beobachtungen über die Abhängigkeit der Fernrohrleistung von der Lichtstärke schließen darf, daß auch die in ihrer Abb. 4 (a. a. O.) eingezeichneten Meßpunkte für die Abhängigkeit der Leistung

1) Zeitschr. f. Instrkunde **47**, 75–86, 1927.

2) Nagel u. Klughardt, Zur Dämmerungsleistung von Fernrohren, Z. f. Instrkunde **56**, 221 bis 234, 1936.

von der Vergrößerung jeweils Mittel aus etwa 15 Einzelmessungen sind, so ist es kaum noch möglich, daß einer dieser Punkte durch zufällige Meßfehler stark verfälscht sein kann. Er könnte nur systematisch gefälscht sein, wenn etwa eins der benutzten Fernrohre auffallend schlechtere Korrektur zeigt oder dergleichen. Solche systematischen Fehler können dann aber offensichtlich nur in Richtung einer Leistungsverschlechterung wirken; eine besonders gute Leistungsmessung dürfte deswegen unter keinen Umständen von der Darstellung ausgeschlossen werden, wie es die Autoren bei Ableitung des Vergrößerungseinflusses (a. a. O., S. 230) machen. Nimmt man aber die dort zu Unrecht ausgeschlossene Beobachtung mit, so folgt als gute Darstellung der „Leistung" als Funktion der Fernrohrvergrößerung aus Abb. 4 (a. a. O.) einfach die 45°-Gerade, d. h. wie oben der Ausdruck $L = c \cdot \Gamma$. Damit ist zugleich erwiesen, daß die additive Konstante auch in der von den genannten Autoren (a. a. O., S. 233) angegebenen allgemeinen Form: $L = a + b\Gamma \lg c d_0^2$ abwegig ist.

Zur experimentellen Nachprüfung der Fernrohrleistung als Funktion der „Lichtstärke" p^2 wählten Nagel und Klughardt einen vom vorigen Fehler nicht ganz unabhängigen Weg. Sie benutzten nämlich eine Reihe von Fernrohren verschiedener Okularvergrößerung und beobachteten die Leistung eines jeden (bei konstantem Γ) bei durch Blenden variierter Austrittspupille p. Sie erhielten also für jedes Fernrohr in Wirklichkeit eine Reihe nach Gleichung (3a). Sie reduzierten aber die Reihen der verschiedenen Fernrohre auf eine mittlere Okularvergrößerung $\Gamma = 8$ offenbar mit Hilfe ihrer oben als unrichtig erwiesenen „Vergrößerungsformel" $L = a + b\Gamma$, wodurch anscheinend die merkwürdige Divergenz der reduzierten Meßpunkte mit wachsender AP in ihrer Fig. 2 (a. a. O.) hervorgerufen ist. Trotzdem kann die daraus abgeleitete „Schwerpunktsgerade" nicht stark betroffen sein. Sie lautet bei Nagel und Klughardt: $L = 0{,}66 + 2{,}68 \lg d_0^2$, wobei die Einheit von 0,1 mm² für d_0^2 gewählt wurde. Es ist also unser $p^2 = \frac{d_0^2}{10}$; ferner ist nach den Angaben von Nagel und Klughardt bei den Versuchen $\Gamma = 8$ und $p_a = 7{,}1$ mm gewesen. Damit geht die oben angeführte Gleichung von Nagel-Klughardt in die Fassung über:

$$L = 8\left[0{,}995 + 0{,}335 \lg\left(\frac{p}{7{,}1}\right)^2\right], \qquad (3b)$$

also über Erwarten gut in unsere Gleichung (3a). Sie bietet somit ganz entgegen der Ansicht von Nagel und Klughardt weder etwas „Überraschendes" noch „Neues", sondern ist einfach, in undurchsichtiger Form geschrieben, von den Autoren nicht als die allgemeine und bekannte Lösung wieder erkannt worden.

Schreibt man das richtige Ergebnis (3b) der Nagel-Klughardtschen Beobachtungen in allgemeinster Form:

$$L = \Gamma \cdot \left[1 + 0{,}335 \lg\left(\frac{p}{p_a}\right)^2\right],$$

so lehrt ein Vergleich mit (3a), daß hier $\frac{k}{Sa} = 0{,}335$ gefunden wurde, d. h. daß dieser Faktor gegebenenfalls je nach der zugrunde liegenden Anfangssehschärfe auch einen anderen Wert haben kann.

Niemand wird bestreiten wollen, daß die Gleichung (3a) keine besonders praktische Form für die Anwendung hat; auch gibt sie keinen direkten Einblick in die Leistungsverteilung auf Vergrößerung und Lichtstärke, denn es ist nicht ganz richtig, einfach den Faktor Γ als Vergrößerungs- und das Klammerglied als Lichtstärkenanteil aufzufassen. Deswegen habe ich mich früher um eine bequemere Näherungsform bemüht. Nennt man vorübergehend den Klammerinhalt x, so bietet sich von selbst die Entwicklung von $\lg x = (x-1) - \frac{1}{2}(x-1)^2 + \ldots$, gültig für $2 \geqq x \geqq 0$, als geeignet dar. Daraus folgt bei Beschränkung auf das erste Glied: $\left[1 + 0{,}335 \lg\left(\frac{p}{p_a}\right)^2\right] = \left(\frac{p}{p_a}\right)^{2 \cdot 0{,}335} \sim \left(\frac{p}{p_a}\right)^{2/3}$. Somit geht im Rahmen dieser Näherung auch das angeblich neue Nagel-Klughardtsche Ergebnis direkt in die von mir früher angegebene Form

$$L = \Gamma \cdot \left(\frac{p}{p_a}\right)^{2/3} \qquad (4)$$

über, gültig für: $0{,}03 \leqq \frac{p}{p_a} \leqq 1$.

Es fragt sich natürlich, ob einem die Näherung genügt, denn ihr Fehler liegt gegenüber der logarithmischen Form für:

$$\left.\begin{array}{l} 0{,}03 \leqq p \leqq 1 \\ 5 \leqq p \leqq 7{,}1 \end{array}\right\} \text{ unter } 0{,}1,$$

und für:

er steigt dagegen für:

$$1 \leqq p \leqq 5 \text{ bis auf } 0{,}2 \text{ an.}$$

Durch Wahl eines anderen Exponenten in Gleichung (4) kann man aber den Fehler besser verteilen. Beispielsweise bei dem Ansatz

$$L = \Gamma \cdot \left(\frac{p}{p_a}\right)^{1/2} \qquad (4a)$$

bleibt der Fehler im ganzen Bereich $0{,}03 \leqq p \leqq 7{,}1$ unter 0,1. Der höchste Fehlerbetrag wird nur erreicht in der Nähe von $\frac{p}{p_a} = 0{,}5$. Bedenkt man, daß der Klammerausdruck in Gleichung (3a) und (3b) in Wirklichkeit den Quotienten $\frac{S_b}{Sa}$, d. h. der Sehschärfe am Fernrohrbild und der Sehschärfe am freien Objekt bedeutet und daß die ganze Gleichung auf Dämmerungssehen, d. h. Werte von S_b bzw. $Sa \leqq 0{,}26$ beschränkt ist, so hat der Quotient für den Fall $\frac{p}{p_a} \sim 0{,}5$ ungefähr den Wert $\frac{S_b}{Sa} \sim 0{,}7 \sim \frac{0{,}18}{0{,}26}$. Eine Änderung um 0,1 würde also eintreten, wenn: $\frac{S_b}{Sa} \sim \frac{0{,}21}{0{,}26}$ bzw. $\frac{0{,}155}{0{,}26}$, mit anderen Worten, der Fehler der Näherung würde auch durch Beobachtungsfehler in der Sehschärfe am Fernrohrbild von $\pm 0{,}03$ hervorgerufen. Derartige Fehlergrößen sind bei dieser Art Messung ganz gewiß unvermeidlich. Man darf daher die Form (4a), die ich schon bei der von Nagel-Klughardt leider übersehenen Kritik Löhlescher Beobachtungen abgeleitet habe[1]), als praktisch brauchbaren Ausdruck für die Dämmerungsleistung von Fernrohren ansehen (der wiederum durch die Nagel-Klughardtschen Beobachtungen trotz der gegenteiligen Ansicht der Autoren bestätigt ist).

Zur Trennung der Einflüsse von Vergrößerung und Lichtstärke wird man Gleichung (2) heranziehen, hiernach ist:

$$\frac{p}{p_a} = \frac{\Gamma_a}{\Gamma} = \frac{1}{v}, \quad \text{also} \quad \Gamma = v \cdot \Gamma_a. \tag{2a}$$

Bezeichnet man für diesen Zweck Γ_a als die Dämmerungs-Normalvergrößerung des Fernrohrs und v als die Übernormalvergrößerung, so ist die Dämmerungs-Normalvergrößerung als das Maß für die Lichtstärke (nämlich für den wirksamen Objektivdurchmesser!) und v als das Maß für die Vergrößerungsleistung anzusehen. Damit geht Gleichung (4a) über in

$$L = \Gamma_a \cdot v^{1/2}, \tag{5}$$

in Worten: Die Dämmerungsleistung eines Fernrohrs ist das Produkt aus der Dämmerungs-Normalvergrößerung (d. i. seinem Objektivdurchmesser in Einheiten der Dämmerungspupille p_a des Auges) und der Wurzel aus der Übervergrößerung. Man sieht weiter sofort, daß sich Gleichung (5) auch in die überaus einfache Form überführen läßt:

$$L = \left(\frac{\Gamma \cdot D}{p_a}\right)^{1/2}. \tag{5a}$$

Setzt man $p_a = 7{,}1$, so ist $\frac{1}{p_a^{1/2}} = \frac{3}{8}$ und damit:

$$L = \tfrac{3}{8}(\Gamma \cdot D)^{1/2}. \tag{5b}$$

Auf diese Weise erhält das jedem Prismenglas aufgravierte Produkt $\Gamma \cdot D$ eine klare physiologische Bedeutung in bezug auf die Dämmerungsleistung und es würde sich vermutlich deshalb empfehlen, auch bei Galileigläsern den wirksamen Objektivdurchmesser in dieser Form in der Gravur mit kenntlich zu machen.

Jena, Anstalt für Mikroskopie und angewandte Optik der Friedrich-Schiller-Universität.

(Eingegangen 6. November 1936.)

1) Kühl, Zur visuellen Leistung von Fernrohren, Z. f. Phys. **51**, 429–442, 1928.

Messung der Dielektrizitätskonstante einiger verdünnter Salzlösungen.

Von W. M. Mazee.

In einer früheren Veröffentlichung[1]) habe ich eine Methode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten leitender Lösungen beschrieben. Wie ich schon damals betont habe, kann man mit der von mir entwickelten Methode gut reproduzierbare Resultate erhalten, wenn nur besondere Sorgfalt auf die Kompensation des Ohmschen Widerstandes der Flüssigkeit verwandt wird.

Inzwischen habe ich eine Anzahl Messungen an verdünnten Salzlösungen ausgeführt.

Es wird kaum nötig sein, auf die theoretische Seite des Problems einzugehen, da diese nach dem Erscheinen der Monographie von Falkenhagen[2]) in der Literatur mehrfach behandelt würde. Die nach der Theorie von Debye-Falkenhagen theoretisch zu erwartenden Resultate sind numerisch berechnet und mit den Resultaten meiner Messungen verglichen worden.

Bekanntlich gilt die Formel

$$D_\omega - D_0 = \frac{1{,}97 \cdot 10^6 |z_1 z_2| \sqrt{\nu_1 z_1^2 + \nu_2 z_2^2}}{T \sqrt{D_0} T^2 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{q}}\right)^2} \cdot \sqrt{q} \cdot \sqrt{\gamma} f(\omega, \Theta).$$

1) W. M. Mazee, Physik. Zeitschr. **36**, 177, 1935.

2) H. Falkenhagen, Elektrolyte.

Tabelle
Temperatur 25° C.

Salz	γ	$D_{\omega=0}$ ber.	$D_{\omega=0}$ gef.	$D_{\omega=0}-D_0$ ber.	$D_{\omega=0}-D_0$ gef.	$(D_{\omega=0}-D_0)_{ber.}-(D_{\omega=0}-D_0)_{gef.}$
Kaliumjodid.....	0,0	78,80	—	—	—	—
	$1\cdot10^{-4}$	78,84	*78,82	0,04	0,02	+0,02
	$3\cdot10^{-4}$	78,86	78,93	0,06	0,13	−0,07
	$10\cdot10^{-4}$	78,92	78,87	0,12	0,07	+0,05
Magnesiumsulfat	0,0	78,80	—	—	—	—
	$1\cdot10^{-4}$	79,10	*79,11	0,30	0,31	−0,01
	$2{,}5\cdot10^{-4}$	79,27	79,30	0,47	0,50	−0,03
	$5\cdot10^{-4}$	79,47	79,45	0,67	0,65	+0,02
	$8\cdot10^{-4}$	79,64	79,86	0,84	0,88	−0,04
Berylliumsulfat.....	0,0	78,80	—	—	—	—
	$5\cdot10^{-4}$	79,47	79,39	0,67	0,59	−0,08
	$8\cdot10^{-4}$	79,64	79,71	0,84	0,91	+0,07
Kaliumferrizyanid	0,0	78,80	—	—	—	—
	$2\cdot10^{-4}$	79,08	79,15	0,28	0,35	−0,07
	$3\cdot10^{-4}$	79,14	79,11	0,34	0,31	+0,03
	$5\cdot10^{-4}$	79,25	79,29	0,45	0,49	−0,04
Kaliumferrozyanid.....	0,0	78,80	—	—	—	—
	$0{,}25\cdot10^{-4}$	78,95	*79,00	0,15	0,20	−0,05
	$1{,}25\cdot10^{-4}$	79,15	79,13	0,35	0,33	+0,02
	$2{,}5\cdot10^{-4}$	79,29	79,28	0,49	0,48	+0,01
Bariumferrozyanid.....	0,0	78,80	—	—	—	—
	$0{,}5\cdot10^{-4}$	79,49	*79,51	0,69	0,71	−0,02
	$2{,}5\cdot10^{-4}$	80,34	80,38	1,54	1,58	−0,04
	$4{,}0\cdot10^{-4}$	80,74	80,78	1,94	1,96	−0,02
	$5{,}0\cdot10^{-4}$	80,98	80,96	2,18	2,16	+0,02

Die Zunahme der Dielektrizitätskonstante einer Elektrolytlösung ist gegeben als Funktion der Wertigkeit z_i, der Anzahl ν_i und der Beweglichkeit l_i der Ionen $\left(q=\frac{|z_1|\,|z_2|}{|z_1|+|z_2|}\cdot\frac{l_1+l_2}{|z_2|\,l_1+|z_1|\,l_2}\right)$; der Temperatur T, der Dielektrizitätskonstanten D_0 des Lösungsmittels, der Konzentration γ, der Frequenz ω und eines Faktors Θ, der mit der Relaxationszeit zusammenhängt.

Die Zunahme der Dielektrizitätskonstante wird am größten für die Frequenz $\omega = 0$. Da meine Messungen bei einer Wellenlänge von 1500 m ausgeführt sind, nähert sich der Wert $D_\omega - D_0$ für den Dielektrizitätskonstantenüberschuß dem Wert $D_{\omega=0} - D_0$, wo der Wert der Funktion $f(\omega, \Theta)$ gleich 1 wird. Die Abweichung von dem stationären Fall ist jedenfalls so klein, daß sie innerhalb des Beobachtungsfehlers liegt.

Messungen wurden ausgeführt an Lösungen von den folgenden Salzen: KJ, $MgSO_4$, $BeSO_4$, $K_3Fe(CN)_6$, $K_4Fe(CN)_6$ und $Ba_2Fe(CN)_6$. Obwohl die Salze Kaliumjodid, Magnesiumsulfat, Kaliumferrizyanid und Kaliumferrozyanid alle möglichst rein bezogen wurden, sind sie alle nochmals auf Reinheit geprüft worden; es hat sich herausgestellt, daß diese Salze allen Anforderungen an Reinheit entsprachen.

Berylliumsulfat war nicht erhältlich und wurde deshalb aus dem Karbonat hergestellt. Nachdem das Salz einige Male umkristallisiert worden war, erhielt man vollkommen reine Kristalle von $BeSO_4 \cdot 4H_2O$.

Bariumferrozyanid war sogar „doppelt gereinigt" erhältlich; es stellte sich aber heraus, daß dieses im Handel befindliche Präparat große Mengen Kalium erhielt. Bekanntlich führt Umkristallisieren nicht zum erwünschten Ziel, da immer wieder ein Doppelsalz von Ba und K mit Ferrozyanwasserstoffsäure auskristallisiert. Deshalb habe ich mich entschlossen, das Präparat selbst herzustellen. Eine von Walker[1]) beschriebene Methode diente als Leitfaden.

Dimethylanilin wurde fraktioniert und mit Salzsäure (spez. Gewicht 1,19) in das salzsaure Salz verwandelt. Der möglichst konzentrierten Lösung dieses Salzes wird die berechnete Menge Kaliumferrozyanid, ebenfalls in Wasser gelöst, zugesetzt und nachher die berechnete Menge Salzsäure. Es fällt eine weiße Doppelverbindung der Zusammensetzung

$$(C_6H_5N(CH_3)_2H)_2H_2Fe(CN)_6$$

aus.

Der Niederschlag wird mit luftfreiem destilliertem Wasser chlorfrei gewaschen. Dann wird nachgespült mit Alkohol und Äther und getrocknet. Eine gewogene Menge suspendiert man in

1) Walker, Journ. Amer. Chem. Soc. **18**, 927, 1895.

Wasser und setzt die stöchiometrische Quantität Bariumhydroxyd hinzu.

Die Flüssigkeit wird mit Äther ausgeschüttelt, um das bei der Reaktion entstandene Dimethylanilin aufzunehmen. Man filtriert heiß und läßt abkühlen; bald erscheinen Kristalle von Bariumferrozyanid. Es wurde noch zweimal aus siedendem Wasser umkristallisiert. Der Stoff war jetzt völlig rein, wie durch Analyse geprüft wurde.

Es wurden jetzt 0,01 n Lösungen von den genannten Salzen in Leitfähigkeitswasser hergestellt. Das spezifische Leitvermögen des Wassers schwankte zwischen 3 und $5 \cdot 10^{-7}$ $Ohm^{-1} cm^{-1}$. Die Lösungen wurden durch Verdünnen mit Wasser derselben Leitfähigkeit auf die erwünschte Konzentration gebracht.

Ein Bild der Meßgenauigkeit kann man sich aus dem folgenden Beispiel machen: Die Dielektrizitätskonstante einer Lösung, die $2{,}5 \cdot 10^{-4}$ Mol Magnesiumsulfat pro Liter enthielt, wurde viermal gemessen unter verschiedenen Umständen, also verschiedenen Stellungen des Platindrahtes im Kompensationsgefäß und verschieden scharfen Resonanzkurven (s. meine frühere Veröffentlichung). Gefunden wurde: 79,26; 79,32; 79,35; 79,28.

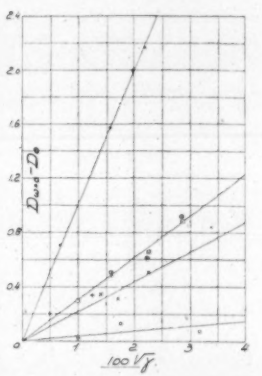
Mittelwert $79{,}30 \pm 0{,}05$.

Die Absolutgenauigkeit bei anderen Messungen war auch $\pm$ 0,05; eine Genauigkeit, die man also befriedigend nennen kann.

Eine Übersicht der gefundenen Werte gibt die Tabelle auf S. 915.

Die mit einem * versehenen Zahlen sind in einem Meßgefäß erhalten worden, das eine ungefähr viermal größere Kapazität hatte als das Gefäß, das bei den übrigen Messungen benutzt wurde.

Die gefundenen Werte sind außerdem in der Figur dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen den nach Debye-Falkenhagen berechneten und den experimentellen Werten ist innerhalb der Meßgenauigkeit quantitativ. Auch sieht man, daß in diesen sehr verdünnten Lösungen die Salze Magnesium- und Berylliumsulfat denselben Wert der Dielektrizitätskonstanten geben. Der Ionenradius hat in diesem Gebiet keinen Einfluß, die Ionen dürfen daher noch als Punktladung betrachtet werden.



Die Erhöhung der Dielektrizitätskonstante einer Salzlösung war schon von Jeżewski[1]) und Wien[2]) beobachtet worden; diese Autoren aber haben bei einer so kurzen Wellenlänge gemessen, daß Dispersion des Dielektrizitätskonstantenüberschusses auftrat.

Aus meinen Messungen ergibt sich eine Bestätigung der Theorie von Debye und Falkenhagen für den stationären Fall, d. h. die Messungen sind bei einer so großen Wellenlänge ausgeführt worden, daß keine Dispersion der Dielektrizitätskonstante mehr auftrat.

Die Arbeit wurde im „Laboratorium voor Electrochemie der Universiteit van Amsterdam" ausgeführt. Herrn Prof. Dr. A. H. W. Aten danke ich für die wertvollen Besprechungen während der Untersuchungen.

1) M. Jeżewski, Physik. Zeitschr. **37**, 52, 1936.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. **11**, 429, 1931.

Amsterdam, September 1936.

(Eingegangen 15. September 1936.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

Handbuch der Experimentalphysik. Herausgegeben von W. Wien und F. Harms. Band XVI, Teil 1: Magnetooptik (ohne Zeemaneffekt) von W. Schütz. X. 378 S. Mit 138 Fig. Leipzig 1936. Akademische Verlagsgesellschaft G. m. b. H. Brosch. RM 30.—, geb. RM 32.—.

Nachdem der Zeemaneffekt bereits in Bd. XXII des Handbuchs der Experimentalphysik durch E. Back bearbeitet worden ist, ferner die Einwirkung des Magnetfeldes auf das Leuchten der Kanalstrahlen und auf die Resonanzstrahlung ihre Darstellung durch W. Wien bzw. G. Joos in Bd. XIV bzw. Bd. XXI gefunden hat, konnte sich W. Schütz

in dem vorliegenden, die Magnetooptik umfassenden Teilband bezüglich der Gebietsabgrenzung eine gewisse Beschränkung auferlegen. Der Inhalt zerfällt in vier Teile, die dem Faraday-Effekt, der transversalen magnetischen Doppelbrechung, der Magnetooptik der Kolloide und der groben Zerteilungen sowie dem magnetooptischen Kerreffekt gewidmet sind. Die im ersten und vierten Teil behandelten Erscheinungen haben seit den bekannten zusammenfassenden Darstellungen von Woldemar Voigt (in dessen im Jahre 1908 erschienenen „Magneto- und Elektrooptik" und dem einige Jahre später verfaßten entsprechenden Abschnitt in Graetz' Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus) keine monographische Bearbeitung mehr erfahren; das Buch von W. Schütz, in welchem der durch die seitherige Forschung gewaltig vermehrte Stoff verarbeitet wurde, füllt daher eine merkbar gewordene Lücke aus.

Der sich mit dem Faraday-Effekt beschäftigende Teil bringt nach Erörterung der allgemeinen Grundlagen eine eingehende Besprechung der Beobachtungsmethoden und der Meßtechnik; hieran schließt sich eine Darstellung der Theorie des Faraday-Effektes und eine kritische Durchmusterung der experimentellen Ergebnisse, in der das Beobachtungsmaterial über die normale diamagnetische Drehung, die selektive diamagnetische Drehung, die paramagnetische und die ferromagnetische Drehung zur Erörterung kommt.

In dem zweiten Teil, der sich mit der transversalen magnetischen Doppelbrechung befaßt, wird zuerst der Voigt-Effekt behandelt; der weit größere Abschnitt dieses Teils betrifft jedoch den Cotton-Mouton-Effekt. An die Besprechung des grundlegenden Erfahrungsgesetzes und der Definitionen schließt sich eine Schilderung der Versuchstechnik und der wichtigsten Methoden zur Messung kleiner Doppelbrechungen, soweit sie bisher bei der Untersuchung des Cotton-Mouton-Effektes Verwendung gefunden haben. Es folgt ein Abriß der Langevinschen molekularen Orientierungstheorie, die wegweisend für die Erforschung des Cotton-Mouton-Effektes war, und eine Übersicht über die bisherigen Versuche zur Prüfung dieser Theorie, die vor allem die Dispersion und die Temperaturabhängigkeit der Cotton-Moutonschen Konstante betrafen; anschließend wird die magnetische Doppelbrechung in Flüssigkeitsgemischen sowie in Lösungen paramagnetischer Salze behandelt. Dem Zusammenhang zwischen Molekülbau und Cotton-Mouton-Effekt — der bei diesem im Vergleich zum elektrischen Analogon, dem elektrooptischen Kerreffekt, noch wenig erschlossen ist — sowie den gleichfalls erst spärlich untersuchten Beziehungen, welche der Cotton-Mouton-Effekt einerseits zur Lichtzerstreuung und zum Kristallmagnetismus, andererseits zum elektrooptischen Kerreffekt besitzt, sind besondere Paragraphen zugewiesen.

Die Eigenschaft der atom- und molekulardispersen Systeme, die in magnetooptischer Hinsicht im Faraday-Effekt und in der transversalen magnetischen Doppelbrechung ihren Ausdruck finden, führen zu den magnetooptischen Erscheinungen der Kolloide und der groben Suspensionen, welche der dritte Teil des Buches umfaßt. Hier wird zuerst in einem besonderen Kapitel die transversale magnetische Doppelbrechung der Kolloide, der damit häufig verbundene Dichroismus, sowie die longitudinale magnetische Drehung der Polarisationsebene besprochen; daran anschließend folgt in einem weiteren Kapitel die magnetische Doppelbrechung und der damit verknüpfte Dichroismus von Kristallstaubsuspensionen, die gleichzeitige Einwirkung eines magnetischen und elektrischen Feldes, die Depolarisation des Lichtes in einer Kristallstaubsuspension unter der Einwirkung eines longitudinalen Magnetfeldes, sowie das magnetooptische Verhalten von Suspensionen asphärischer Teilchen. In einem Nachtrag zu diesem Teil werden die seit Beginn der Drucklegung erschienenen und im Text nicht mehr verarbeiteten Abhandlungen von W. Heller und H. Zocher über die magnetische Doppelbrechung von Vanadiumpentoxyd-, Eisenoxyd- und Goethitsolen berücksichtigt.

Der letzte Teil des Buches enthält die Spiegelung des Lichtes an der Begrenzungsfläche magnetisierter Körper und wird in theoretischer Hinsicht durch den Abschnitt über den magnetooptischen Kerreffekt ergänzt, den M. v. Laue in Bd. XVIII des Handbuchs veröffentlicht hat.

Der besprochene Teilband wendet sich, der Zielsetzung des gesamten Werkes entsprechend, in erster Linie an den Experimentalphysiker, und für diesen sind auch die theoretischen Abschnitte abgefaßt; der Verfasser war, wie er im Vorwort bemerkt, bemüht, besonders auf die Punkte hinzuweisen, wo die zur Behandlung gekommenen magnetooptischen Effekte als Hilfsmittel zur Erforschung der Atomeigenschaften und der Struktur der Materie Verwendung finden können. Die Darstellung ist überall durch Schärfe und Klarheit ausgezeichnet und läßt eine überlegene Beherrschung des Stoffes erkennen. Der Text wird durch zahlreiche Tabellen und viele Figuren unterstützt; auch das reichhaltige Namen- und Sachregister möge nicht unerwähnt bleiben. Das Buch wird ein unentbehrliches Nachschlage- und Hilfswerk für alle diejenigen sein, die sich mit den in ihm behandelten magnetooptischen Effekten befassen.

Szivessy.

M. Hansen, Der Aufbau der Zweistofflegierungen. Gr.-8°. XV u. 1100 S. Mit 456 Fig. Berlin 1936. Julius Springer. RM 87.— geb.

Es gibt wenig Bücher, die das Glück haben, bei ihrem Erscheinen mit solcher Freude begrüßt zu werden und die den vielen, welche es zur Hand nehmen werden, eine derart uneingeschränkte Hochachtung vor dem Verfasser abzwingen wie das vorliegende.

Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt, unser heutiges Wissen vom Aufbau aller Legierungen, die aus zwei Komponenten bestehen, zusammenzustellen. Er hat hierzu die ältesten und die jüngsten Arbeiten aus den zugänglichsten und unzugänglichsten Zeitschriften benutzt. In kritischer Betrachtungsweise wägt er, sich stützend auf die eigenen großen Erfahrungen im Grundsätzlichen der Forschungsmethodik, die Ergebnisse der einzelnen Bearbeiter gegeneinander ab, um schließlich die weitgehend gesicherten Ergebnisse in Zustandsdiagrammen darzustellen. Benutzt werden Untersuchungen, die mit Hilfe der verschiedensten Methoden (thermische, röntgenographische, elektrische usw.) erhalten wurden. Was kristallstrukturell von den einzelnen Phasen bekannt ist, wird zum großen Teil ebenfalls angegeben.

Daß es zur Zeit über dieses Gebiet ein besseres Buch geben könnte als das vorliegende, ist nicht vorstellbar. Druck und Abbildungen sind vorzüglich, es ist also wirklich nichts auszusetzen.

F. Laves.

G. Herzberg, Atomspektren und Atomstruktur. Eine Einführung für Chemiker, Physiker und Physikochemiker. 188 S. Mit 79 Abb. und 26 Tabellen. Dresden und Leipzig 1936. Th. Steinkopff. RM 14.—.

Dieses Buch ist in der naturwissenschaftlichen Reihe der Wissenschaftlichen Forschungsberichte (Herausgeber: R. E. Liesegang, Frankfurt a.M.) als Bd. 37 erschienen. Da in der letzten Zeit verschiedentlich Bücher mit ähnlichem Inhalt herausgekommen sind, so fragte sich der Referent zuerst, ob es Sinn hätte, noch ein weiteres Buch dieser Art zu schreiben. Bei der Lektüre dieses Buches wird man aber bald eines Besseren belehrt. Die knappe und prägnante Darstellungsweise, die das Wesentliche immer klar herausholt, nimmt gefangen. Man findet dort gute Definitionen von Begriffen und Vorstellungen in Bild und Wort, die man in den Originalarbeiten oft vergeblich sucht. Die Verarbeitung auch der neuesten Resultate (bis 1935 einschließlich) wird angenehm empfunden. Als Vororientierung zum Studium von Originalarbeiten hat dieses Buch seine große Bedeutung, zumal der Verfasser aus eigener Praxis weiß, welche Bilder und Anschauungen dem experimentell arbeitenden Physiker wichtig sind.

Wünschenswert wäre nur eine etwas größere und dadurch deutlichere Beschriftung einzelner Figuren gewesen, ein Hinweis, der mehr dem Verlag als dem Verfasser gilt. H. Schüler.

G. Mahler †, Physikalische Aufgabensammlung. Neu bearbeitet von Prof. K. Mahler. Mit den Resultaten. Fünfte, verbesserte Auflage. 128 S. Sammlung Göschen, Band 243. Berlin und Leipzig 1936. Walter de Gruyter & Co. In Leinen geb. RM 1.62.

In der Neuauflage der „Physikalischen Aufgabensammlung" von Mahler sind eine Reihe neuer Aufgaben aus heute mehr interessierenden Gebieten (z. B. Flugwesen) an Stelle veralteter aufgenommen worden. Auch sonst hat sich das brauchbare Heft zu seinem Vorteil modernisiert, so z. B. in der durchgehenden Benutzung der Einheiten des Volt-Ampere-Ohm-Systems und in der Verdeutschung entbehrlicher Fremdwörter. Die unterrichtliche Verwendung des Heftes kann nach wie vor empfohlen werden. Wolf.

M. C. Neuburger, Die Allotropie der chemischen Elemente und die Ergebnisse der Röntgenographie. Lex.-8°. 106 S. Mit 32 Fig. Stuttgart 1936. Ferd. Enke. Geh. RM 9.30.

Nach einer kurzen Erklärung des Begriffes der Allotropie und einem Hinweis darauf, wie nützlich für die Erkennung allotroper Modifikationen die röntgenographische Strukturanalyse ist, wird für die einzelnen Elemente zusammengestellt, was bislang über ihre Allotropie bekannt ist. Einige allgemeine Bemerkungen über den Einfluß von Fremdstoffen auf die allotropen Umwandlungen, über Beziehungen zwischen Allotropie, Kristallbau und einigen Atomeigenschaften und über den Übergangsmechanismus und die Kinetik von allotropen Umwandlungen, in welchen kurz Gedankengänge von Wever, Stintzing, Wassermann, Burgers und Dehlinger angedeutet werden, beschließen den Text. Es folgt dann ein außerordentlich reichhaltiges, alphabetisch angeordnetes Literaturverzeichnis mit 1002 Zitaten.

Referent ist der Meinung, daß sich vieles hätte übersichtlicher anordnen lassen. Zunächst die Reihenfolge und Zusammenfassung der behandelten Elemente. Es soll sich dabei zwar um die in der Metallkunde übliche Reihenfolge handeln, macht es aber dem lediglich mit dem Periodischen System Vertrauten unmöglich, ein bestimmtes Element zu finden, ohne wahllos herumzublättern oder das Inhaltsverzeichnis zu Rate zu ziehen. Von der Unübersichtlichkeit, mit welcher die speziellen Zahlenwerte der Gitterkonstanten, Dichten, Atomradien, Atomvolumina usw. für die jeweils zusammengefaßten Elementgruppen dargestellt wurden, muß sich der Leser selbst überzeugen. Hier wären bei einer Neuauflage des Buches tabellarische Darstellungen unbedingt zu fordern.

Sehr erfreulich ist das bereits erwähnte außerordentlich reichhaltige Literaturverzeichnis. Referent bedauert jedoch sehr, daß nicht nur nicht besonders wichtige Arbeiten extra kenntlich gemacht wurden, sondern sogar erwiesenermaßen falsche Untersuchungen und noch unsichere Resultate den völlig gesicherten Ergebnissen gleichwertig an die Seite gestellt wurden, ohne immer darauf aufmerksam zu machen. Oder es steht z. B.: „Die Röntgenanalyse (es folgen elf Literaturangaben) hat ebenfalls die Existenz von zwei Modifikationen des Berylliums ergeben." Sieht man die Arbeiten durch, so stellt man fest, daß nur in drei Arbeiten erwähnt wird, daß unter gewissen Bedingungen außer den Röntgeninterferenzen des gewöhnlichen Berylliums Linien auftreten, die auf eine allotrope Modifikation schließen lassen. Die Verfasser dieser drei Arbeiten drücken sich aber in der Deutung ihrer Ergebnisse noch so vorsichtig aus, daß es kaum gerechtfertigt erscheint, in dem hier zu besprechenden Buch als Tatsache gesperrt folgendes zu drucken: „Beryllium ist bei allen Temperaturen ein komplexes System seiner beiden Modifikationen bzw. deren Mischkristalle." Ganz abgesehen davon, daß nach Ansicht des Referenten die Erscheinung, daß zwei Modifikationen miteinander Mischkristalle bilden sollen, entweder zu zweifelnden oder zu näher erklärenden Ausführungen des Verfassers hätten führen müssen. Leider muß aber der Leser nicht nur hier, sondern auch an anderen Stellen etwas eine Kritik vermissen, wie sie etwa in den bekannten Strukturberichten von Ewald-Hermann und Mitarbeitern so erfolgreich eingesetzt wird. Dadurch, daß weniger gesperrt gedruckt worden wäre, daß der Verfasser sich nicht so oft wiederholen würde, daß die Zeichnungen nicht so riesenhaft ausgeführt worden wären (das kubisch-flächenzentrierte und kubisch raumzentrierte Gitter, welche Abbildungen neben anderen bei einer Neuauflage außerdem berichtigt werden müßten, nehmen z. B. eine ganze Seite ein!), hätte sich eine Menge Raum ersparen lassen, auf welchem in Kleindruck eine Menge Kritisches hätte gebracht werden können. Von den mehr oder weniger sachlichen Mängeln sei erwähnt, daß Referent einen Hinweis auf die von Goldschmidt betonte und inzwischen relativ bekannt gewordene Abhängigkeit des Atomradius vom Gittertyp (und Koordinationszahl) für notwendig gehalten hätte. Denn der Anfänger — an welchen sich ja zweifelsohne das

Buch auch mit wendet, wie man aus der bevorzugten Beschreibung gerade der einfachen Kristallstrukturtypen schließen kann — wird sich wundern, daß die Radien gleicher Atomsorten oft erhebliche Differenzen aufweisen. Auch scheint die Ermittlung der Atomradien, die zweifelsohne nicht immer in konsequenter Weise durchgeführt worden ist, zu wenig dem tatsächlichen Zustande der Materie gerecht zu werden, als daß es berechtigt wäre, der Packungsdichte („das Verhältnis des von den in der Elementarzelle vorhandenen Atomen tatsächlich eingenommenen Atomraumes A_E zum Volumen der Elementarzelle V_E in Prozenten verstanden") eine so große Bedeutung zuzumessen.

Trotz dieser kleinen Mängel, die bei einer Neuauflage des nützlichen Buches leicht zu beheben sein werden, wird das Werk nicht nur dem Referenten, sondern auch vielen anderen ein unentbehrlicher Helfer sein wegen der vielen in handlicher Form zusammengestellten Literaturzitate und Experimentaldaten. Beim Verlag möchte man anregen, den relativ zu anderen wissenschaftlichen Büchern recht hohen Preis durch etwas ökonomischere Platzausnutzung beim Druck möglichst herabzumindern. F. Laves.

Enrico Persico, Fondamenti della meccanica atomica. (Trattato generale di fisica a cura del Consiglio Nazionale delle ricerche, vol. 2). 510 S. Bologna 1936. L. 80.—.

Der Stoff ist in drei Teile geteilt: Im 1. Teil (88 Seiten) werden unter möglichster Vermeidung mathematischen Aufwandes die Stufen der Entwicklung der heutigen Quantenmechanik durchlaufen und gezeigt, wie experimentelle und theoretische Entwicklung sich Schritt für Schritt gegenseitig bedingt haben. Nachdem die Härten der älteren Theorie hervorgehoben sind, werden die Elektronenbeugungsversuche referiert, die den offenen Widerspruch zeigen und den Weg zur Lösung andeuten, der in den folgenden Kapiteln beschritten wird. Der 2. Teil behandelt auf 200 Seiten die Wellenmechanik des Einkörperproblems. Nach einer mathematischen Einleitung über Eigenwertprobleme und Fourierentwicklungen folgt ein physikalischer Abschnitt, in dem die Grundbegriffe der heutigen Quantenmechanik erläutert werden und der bis zur Schrödingergleichung und den Intensitätsregeln führt. Es werden dann zahlreiche eindimensionale und die wichtigsten dreidimensionalen Beispiele behandelt, endlich das WKB-Verfahren und die modellmäßige ältere Theorie als erste Näherung hergeleitet. Diese Darstellung hat den Vorteil, daß man sich nunmehr auch klar ist über die Grenzen, innerhalb deren die Modellvorstellungen gültig sind. Im 3. Teil wird nach einer kurzen Einführung in die mathematische Theorie der Matrizen und Hauptachsentransformation das allgemeine Schema der Quantenmechanik behandelt und durch einfache Beispiele belegt. Es schließen sich an: ein Kapitel über Störungstheorie, eines, das in die Diracsche Theorie einführt, und endlich ein letztes über das Mehrkörperproblem.

Das Buch ist für die Einführung eines Anfängers in die Gedankengänge der Quantenmechanik bestimmt. Daraus folgt zweierlei: einmal eine relativ breite und elementare Darstellung, zum anderen, was schon der Titel zum Ausdruck bringt, ein Bevorzugen des Begrifflichen vor dem Methodischen, das bis zu einem gewissen Grade sicher berechtigt ist, dem Referenten aber doch manchmal etwas zu weit zu gehen scheint. Das tritt am schärfsten gegen Ende des Buches hervor: Von der Theorie des Mehrkörperproblems wird nach der allgemeinen Formulierung des Pauliprinzips lediglich das Heliumproblem behandelt; auf die allgemeineren Fragen der Statistik wird überhaupt nicht eingegangen, ebensowenig auf so fruchtbare Methoden wie die von Hartree oder von Thomas und Fermi. Auch eine Behandlung irgendwelcher Stoßprobleme vermißt man in dem ganzen Buche, obwohl diese doch nicht nur methodisch, sondern auch grundsätzlich neues Gedankengut enthalten. Wenn auch die Aufgabe des Buches gewiß nicht darin besteht, atomphysikalische Einzeltatsachen zu referieren, so erscheint andererseits eine solche Kürzung wesentlicher Grundlagen der Theorie in einem Buche dieses Umfanges doch nicht ganz am Platze, so daß man es mit dem Gefühle aus der Hand legt, daß in einem zweiten Bande die Theorie weitergeführt werden soll. S. Flügge.

E. Rüchardt, Neuzeitliche Kernphysik und künstliche Umwandlung der Elemente. Deutsches Museum, Abhandlungen und Berichte, 7. Jahrg., Heft 3. 34 S. Mit 20 Abb. Berlin 1935. VDI.-Verlag. RM 0.90.

Das Schriftchen will eine allererste Einführung in eins der modernsten Gebiete der Physik geben. Nach einer historischen Einleitung werden die Grundlagen der Kernphysik (Radioaktivität, Isotopie), die künstliche Atomumwandlung und die künstliche Aktivität besprochen. Es ist jeweils die Versuchsmethodik durch sehr übersichtliche schematische Zeichnungen dargestellt, die Ergebnisse werden an Hand sorgfältig ausgewählter Bilder und an Tabellen erläutert. Durch zahlreiche Hinweise auf ähnliche Vorgänge in der Grobmechanik, durch eine Reihe von Zahlenbeispielen und durch Abschätzungen der auftretenden Energien erhält der Leser ein lebendiges Bild. Am Ende wird, heute leider durch falsche oder aufgebauschte Presseberichte notwendig geworden, vor übertriebenen Hoffnungen auf den praktischen Nutzen der Kernphysik gewarnt. L. Bewilogua.

Aloys Wenzl, Wissenschaft und Weltanschauung. 374 S. Leipzig 1936. Felix Meiner. Geh. RM 15.—, geb. RM 18.—.

Der Verfasser dieses Buches strebt eine „aposteriorische" Metaphysik an. Diese „will unter Zusammenhalt aller Ergebnisse der menschlichen theoretischen Geistesarbeit ein möglichst wahrscheinliches, geschlossenes Weltbild schaffen, das in sich widerspruchsfrei, mit allen, insbesondere auch den wissenschaftlichen Erfahrungen verträglich und in seinen Zusammenhängen begreifbar ist." So enthält das Buch Abschnitte allgemeinphilosophischen Inhalts und Einzeldeutungen aus dem Gebiet der physikalischen, biologischen und psychologischen Wissenschaften.

Der Verfasser mußte sich von vornherein darüber im klaren sein, daß die Kraft eines einzelnen zur folgerichtigen Durchführung eines solchen Programms nicht ausreicht. Er mußte sich darauf beschränken, Überblicke und Anregungen zu geben.

So enthalten z. B. die physikalischen Abschnitte einige interessante Einzelbemerkungen. Es ist zweifellos die erste und wichtigste Aufgabe einer philosophischen Untersuchung der modernen Physik, die hergebrachten Begriffe, durch welche die Sprache und die Philosophie den Bereich möglicher unmittelbarer Erfahrungen geordnet und zugänglich gemacht haben, einer Kritik zu unterziehen und sie anzupassen an die neu entdeckten Gesetzmäßigkeiten von Naturbereichen, die der unmittelbaren Erfahrung entzogen sind. Ein derartiger Ansatz ist z. B. die Kritik des Substanzbegriffs durch die Formulierung (S. 110): „Der Energiebegriff ist ein substantieller und doch kein absoluter Begriff" (physikalisch ausgedrückt: für die Energie gilt ein Erhaltungsgesetz; trotzdem ist sie nur als kinetische oder potentielle Energie eines Körpers relativ zu einem anders bewegten oder gelagerten Körper definiert und dem Betrag nach vom Bezugssystem abhängig).

Dagegen muß man die Versuche einer positiven und systematischen Deutung der modernen Physik als mißlungen ansehen; und zwar weil zuvor eben diese Begriffsklärung nicht weit genug geführt worden ist. Zum Beispiel ist es ein Mißverständnis der Relativitätstheorie, wenn für die metaphysische Deutung ihrer „Verschmelzung von Zeit und Raum" die beiden Möglichkeiten einander gegenübergestellt werden (S. 123–25): 1. Die Welt ist „in Wirklichkeit" ein „zeitloses" vierdimensionales Kontinuum, dessen zeitlicher Ablauf eine rein subjektive Erscheinungsform bedeutet, oder 2. die Welt ist eine Potentialität, die sich im Ablauf der (objektiven) Zeit entfaltet. Denn Zeit ist, soweit man sie unmittelbar erleben kann, eben als Ablaufendes definiert, und somit besteht nur die zweite Deutungsmöglichkeit. Soweit aber in der Relativitätstheorie aus Gründen des physikalischen Zusammenhangs etwas als „Zeit" bezeichnet wird, was man nicht mehr unmittelbar erleben kann, ist ohne nähere Untersuchung kein Grund vorhanden, überhaupt noch eine Anwendbarkeit der dem Zeiterlebnis zugeordneten Kategorie des Ablaufs anzunehmen; dann ist schon die Aufstellung der Alternative verfehlt.

Versteht man unter einer Hypothese den Versuch, durch eine Kombination vorgegebener Begriffe ein neues Erfahrungsgebiet überschaubar zu machen, unter einer Theorie dagegen den Versuch, das den neuen Erfahrungen angemessene neue Begriffssystem selbst aufzustellen, so muß man es wohl als den Mangel in der Betrachtungsweise des Verfassers bezeichnen, daß er die neuen physikalischen Systeme wie Hypothesen und nicht wie Theorien behandelt. Zum Beispiel war das Bohrsche Atommodell, dessen innere Widersprüche von niemandem mehr als von seinem Schöpfer hervorgehoben wurden, eine Hypothese, die den Weg zu einer Theorie der Atomerscheinungen zu bahnen suchte; die Quantenmechanik erhebt dagegen den Anspruch, diese Theorie selbst zu sein. Erst die Theorie selbst eröffnet das volle Verständnis der Hypothesen, die zu ihr geführt haben. Sie entscheidet darüber, welche der älteren Begriffe unbedenklich weiterverwandt werden dürfen und welche nur noch als mehr oder weniger unscharfe Annäherungen an die Wirklichkeit gelten können. Sie kann deshalb nicht von den älteren Begriffen her „gedeutet" werden, sondern nur von einer umfassenderen Theorie oder Hypothese her. Man kann daher zwar die neuen physikalischen Theorien anzweifeln, man kann aber nicht die Möglichkeit ihrer Richtigkeit zugeben und gleichzeitig zu ihrer Deutung Fragen formulieren, die sich der von ihnen selbst relativierten Begriffe von der Wirklichkeit bedienen und daher dann und nur dann in Strenge sinnvoll sein können, wenn die neuen Theorien falsch sind. Es ist naturgemäß schwer, dem Verfasser angesichts des ständigen Auftauchens solcher Fragen zu folgen und das Gesamtbild seiner Metaphysik anzuerkennen. Es ist schmerzlich für den Physiker, der die einfachen alten Begriffe von der Natur aufgegeben hat und nun nach einem besseren Verständnis der neuen, bewährteren Begriffe sucht, wenn er eine mit Kenntnissen und Sorgfalt ausgearbeitete Deutung als unzureichend zurückweisen muß. Aber der Respekt vor den ungelösten philosophischen Fragen, die sich hinter den fertigen physikalischen Formelsystemen verbergen, verlangt, daß wir nicht Antworten geben, die durch den Mangel der notwendigen gedanklichen Vorbereitung von vornherein zur Unrichtigkeit verdammt sind.

C. F. v. Weizsäcker.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Königsberg Dr. P. W. Schenk für anorganische Chemie.

— **Ernannt:** Der ord. Professor der Physik an der Universität Upsala Dr. Manne Siegbahn zum Leiter des neugegründeten Forschungslaboratoriums an der Akademie der Wissenschaften in Stockholm, der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Kurt Maurer zum ord. Professor der organischen Chemie an der Universität Rostock, der ord. Professor an der Forstlichen Hochschule Eberswalde Dr. Julius Bartels zum ord. Professor für Geophysik an der Universität Berlin und Direktor des neuen Geophysikalischen Institutes in Potsdam, der a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Gerhard Hettner zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Jena, der a. o. Professor an der Universität Breslau Dr. Erich Schönberg zum ord. Professor der Astronomie ebenda, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Gottwalt Fischer in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Dozent hab. Dr. Hans Kleinfeller an der Universität Rostock zum a. o. Professor daselbst.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor für anorganische Chemie an der Universität Göttingen Dr. Hans von Wartenberg.

Gestorben: Der ord. Professor der Physik der Erde an der Universität Wien und Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie der Geophysik daselbst Dr. Wilhelm Schmidt, der Professor der Chemie am Massachussetts Instituts of Technology in Cambridge Dr. Augustus H. Gill.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. III. Vj. 1936: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.

Autoren- und Sachregister.

Abkürzungen: (Ph.) = XII. Physikertagung in Bad Salzbrunn vom 13.–19. September 1936, (Th.-S.-Schl.) = Tagungen des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien 1936, (Z.B.) = Berichte, (N.) = Nachrichten, (B.) = Besprechungen, (Z.) = Zuschriften.

A.

Absolute elektrische Einheiten: Bekanntmachung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt betreffend den Termin der Einführung der —. (Z.) 38

Absorptionsbande: Eine neue — in *KBr*-Kristallen, v. E. Rexer 523

Absorptionsfrequenzen: Über die innere Reibung fester Körper; — von Metallen im akustischen Gebiet, v. K. Bennewitz u. H. Rötger . . 578

Absorptionsspektren: und Emissionsspektren Seltener Erdionen im Ultrarot, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) 153

— Weitere Untersuchungen über die — und Emissionsspektren Seltener Erdionen im Ultrarot, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) 549

— Zur Theorie der — von Isolatorkristallen, v. A. Smekal. (Th.-S.-Schl.) 554

— Über die — und Emissionsspektren der Ionen der Seltenen Erden im festen Zustand, v. H. Gobrecht. (Ph.) 851

Achsenwinkel: Die Dispersion der Hauptbrechzahlen und des — des Glimmers, v. E. Einsporn 83

Aeckerlein, G., Neue Ergebnisse der Emanationsforschung im Erdinnern. (Th.-S.-Schl.) . . 153

Adelsberger, U., u. **A. Scheibe**, Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge mittels Quarzuhren. (Z.) 38

— Schwankungen der astronomischen Tageslänge und der astronomischen Zeitbestimmung nach den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Meßergebnisse II 185

— Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge im Jahre 1935 mittels Quarzuhren. (Z.) 415

Adsorbierte Sperrschicht: Die Zerstörung einer — durch Druck, v. F. Trey 213

Adsorptionspulver: Über eine Apparatur zur Herstellung von — aus Metallen unter Stickstoff, bzw. anderen Gasen, v. F. Durau 684

Airyscher Versuch: Die Rolle der Fresnelschen Mitführung des Lichtes beim —, v. A. Hammer 764

α-Aktivität: Zur Frage einer durch Neutronen erregten — von Cer und Cäsium, v. E. Fünfer 603

Akustisches Gebiet: Über die innere Reibung fester Körper; Absorptionsfrequenzen von Metallen im —, v. K. Bennewitz u. H. Rötger 578

Alkalimetalle: Der Einfluß von leichtem und schwerem Wasserstoff auf den selektiven Photoeffekt der —, v. W. Kluge u. W. Uhlmann. (Ph.) 857

Alterthum, H., A. Lompe u. **R. Seeliger**, Die Aufzehrung von Edelgasen in der elektrischen Entladung I. (Ph.) 833

Aluminium: Die Tiefenverteilung der Energieabsorption von Kathodenstrahlen in —, v. K. Gentner u. W. Rollwagen 214

Anisotropie: Die elektrische — von Wolfram-Einkristallen bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Transversalfeldern, v. E. Justi u. H. Scheffers 700

Anomale Dispersion: Zur — in Dipolflüssigkeiten, v. J. Malsch. (Ph.) 849

Anomale Umladungserscheinungen bei sehr langsamen Kanalstrahlen, v. F. Wolf. (Ph.) . . 854

Anomales Verhalten: Über ein — der Dielektrizitätskonstante höherer organischer Säuren in der Nähe des Erstarrungspunktes, v. B. Piekara 624

Antimon: Elektrische und optische Untersuchungen über die Umwandlung von unmetallischem in metallisches —, v. R. Suhrmann u. W. Berndt. (Th.-S.-Schl.) 146

Antoun, H., u. **F. Minaw**, Simultanes Senden und Empfangen. (Z.) 695

Apparate: Zwei neue — zur unmittelbaren Bestimmung des in Wasser und in Luft enthaltenen Radons, v. F. Běhounek 203

Ardenne, M. v., O. Groos u. **G. Otterbein**, Dispersionsmessungen im Gebiet der Dezimeterwellen 533

— — Bemerkungen von M. Wien 869

Arend, J. P., Atombildung und Erdgestaltung. Das kausal-unitarische Weltbild. (B.) . . . 696

Argon: Die Kennlinie des Niedervoltbogens in —, v. H. Kniepkamp. (Ph.) 824

Astronomische Tageslänge: Nachweis von Schwankungen der — mittels Quarzuhren, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) . . 38

— Schwankungen der — und der astronomischen Zeitbestimmung nach den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. Meßergebnisse II 185

— Nachweis von Schwankungen der — im Jahre 1935 mittels Quarzuhren, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) 415

Atmosphäre: Der Übergangseffekt der Ultrastrahlung beim Eintritt in die —, v. B. Groß 409

Atomstrahlversuch: Einfluß des elektrischen Feldes auf Wasserstoffatome im —, v. H. Scheffers u. J. Stark 217

Atomstrahlversuche: Zur Auswertung der — im elektrischen Feld, v. H. Scheffers 220

Auer v. Welsbach, C.: Enthüllung des Auer-Denkmals in Wien am 7. Nov. 1935. (N.) 80

Auerforschungsstiftung: Preisausschreiben der —. (N.) 144

— Jahrespreise 1936. (N.) 770

Aufbauzeit: Über die — einer Glimmentladung, v. R. Schade. (Ph.) 817

Seite

Auffangschirm: Das Potential eines im Hochvakuum isolierten — bei Beschießung mit Elektronen, v. H. Strübig 402
Ausdehnungsmessungen bei Temperaturen bis 2000° C, v. H. Ebert u. C. Tingwaldt . . 471
Ausstrahlung: Über die Rekombination zweiatomiger Moleküle unter —, v. R. Rompe. (Ph.) 807

B.

Bachem, Ch., Zur photographischen Registrierung mit Braunschen Röhren 650
— — Berichtigung 736
Balmerserie: Über die Intensitätsdissymmetrie im longitudinalen Starkeffekt der —, v. H. Bomke 417
Bande: Die Abhängigkeit der Intensitäten der Rotationslinien einer — von den Anregungsbedingungen, v. O. Herrmann 100
— — Bemerkung v. H. Brinkman 726
— — Erwiderung v. O. Herrmann 729
— — Berichtigung 770
Barnóthy, J., u. **M. Forró**, Impulszähler für rasch aufeinanderfolgende Impulse 208
Barometereffekt: Zum — der Ultrastrahlungsstöße, v. W. Messerschmidt. (Th.-S.-Schl.) 557
Barth, G., Verallgemeinerte Brückenschaltungen. (Th.-S.-Schl.) 167
Bauer, H., Eine einfache Wilsonsche Nebelkammer 627
Bauermeister, E., u. **W. Weizel**, Schwingungen mehratomiger Moleküle. (Z.B.) 169
Baumgardt, E., Bemerkung zu der Arbeit von H. Dingler u. M. Steck: „Die Lorentz-Transformation als ein Element der klassischen Mechanik" 140
— — Erwiderung v. H. Dingler u. M. Steck . 141
— — Antwort auf die Erwiderung 142
— — Schlußwort auf die Erwiderung v. H. Dingler u. M. Steck 142
Becker, H. E. R., W. Hanle u. **O. Maercks**, Modulation des Lichtes durch einen Schwingquarz 414
Becker, K., Hartmetallwerkzeuge. (B.) 448
Behnken, H., Über die Genauigkeit der Eichung von Röntgendosismessern 878
Běhounek, F., Zwei neue Apparate zur unmittelbaren Bestimmung des in Wasser und in Luft enthaltenen Radons 203
Behrendt, W., Zur Erklärung der lichtelektrischen Effekte an Kupferoxydul 886
Beleuchtung: Über den Zusammenhang zwischen — und Stromstärke bei Sperrschichtphotozellen, v. E. Elvegård 129
Bender, M., Beitrag zur Messung registrierender kugelförmiger Kadmiumzellen 107
Bennewitz, K., u. **L. Kratz**, Die spezifische Wärme von Nichtelektrolyten in Lösung und der Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels auf den Schwingungszustand ihrer Moleküle 496
— u. **H. Rötger**, Über die innere Reibung fester Körper; Absorptionsfrequenzen von Metallen im akustischen Gebiet 578
Benzol: Bericht über die Ramanspektren des — und seiner Derivate, v. K. W. F. Kohlrausch. (Z.B.) 58
Bergmann, L., Eine neue Methode zur Bestimmung des Curiepunktes ferromagnetischer Substanzen. (Th.-S.-Schl.) 547

Seite

Bergmann, L., Neue optische Beugungserscheinungen an schwingenden Festkörpern. (Nach gemeinsamen Versuchen mit Cl. Schaefer.) (Ph.) 867
Berndt, W., u. **R. Suhrmann**, Elektrische und optische Untersuchungen über die Umwandlung von unmetallischem in metallisches Antimon. (Th.-S.-Schl.) 146
Berr, A., Größenordnungen des Lebens. (B.) . . . 39
Bestrahlung: Zündspannungsänderung durch —, v. W. Fucks u. W. Seitz. (Ph.) 813
Beugungserscheinungen: Neue optische — an schwingenden Festkörpern, v. L. Bergmann. (Ph.) 867
Bildnissammlung. Aus der Geschichte der Berliner Physik. (B.) 600
— Deutsche Senioren der Physik. (B.) 600
Bimetall-Hochvakuummanometer, v. H. Seemann 446
Binäre Flüssigkeitsgemische: Zur Frage der molekularen Schwarmbildung in —, v. V. S. Vrkljan u. M. Katalinić 482
Birus, K., Die Struktur der Rayleighstrahlung von Flüssigkeiten. (Th.-S.-Schl.) 548
Bittel, H., u. **N. Embirikos**, Reversible und irreversible Magnetisierungsvorgänge bei Temperaturänderung 901
Blei: Hauptelastizitätskonstanten des Einkristalls von Kupfer, Gold und —, v. E. Goens . . 321
— Über die Winkelverteilung und Anzahl der durch die kosmische Ultrastrahlung im — erzeugten Strahlenpaare (C-Strahlen), v. B. Püschel 661
Bomke, H., Neuere Ergebnisse und Methoden der Vakuumspektroskopie. (Z.B.) 222
— Über die Intensitätsdissymmetrie im longitudinalen Starkeffekt der Balmerserie . . . 417
— **J. Stark** u. **R. Ritschl**, Die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Polarisation der ruhenden und der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen 427
Bond, W. N., Probability and random errors. (B.) 143
Bosch, M. ten, Die Wärmeübertragung. 3. Aufl. (B.) 630
Bothe, W., Einige Bemerkungen über statistische Messungen 520
Böttger, W., Die chemische Analyse. XXVI. Bd. 2. Aufl. (B.) 630
Braunsche Röhren: Zur photographischen Registrierung mit —, v. Ch. Bachem 650
— — Berichtigung 736
Braunmühl, H. J. v., u. **W. Weber**, Einführung in die angewandte Akustik, insbesondere in die neueren Probleme der Schallmessung, Schallübertragung und Schallaufzeichnung. (B.) . . 260
Brechungsexponent und Molrefraktion des Selenwasserstoffs und des Selendeuterids, v. O. E. Frivold, O. Hassel u. T. Skjulstad . . . 134
Brennfeldstärke: Über die — in der Säule von Entladungen in leichtem und schwerem Wasserstoff, v. M. Steenbeck. (Ph.) 823
Brinkman, H., Die Abhängigkeit der Intensitäten der Rotationslinien einer Bande von den Anregungsbedingungen. Bemerkung zu der gleichnamigen Arbeit v. O. Herrmann 726
— — Erwiderung v. O. Herrmann 729
— — Berichtigung 770
Brom: Eine neue Absorptionsbande in *KBr*-Kristallen, v. E. Rexer 823

Seite

Brückenschaltungen: Verallgemeinerte —, v. G. Barth. (Th.-S.-Schl.) 167
Bruggeman, D. A. G., Über die Geltungsbereiche und die Konstantenwerte der verschiedenen Mischkörperformeln Lichteneckers 906
Bruggencate, P. ten, Der Bau des Weltalls. (Ph.) 780
Brühlmann, O., Physik am Tor der Metaphysik. (B.) 525

C.

Cäsium: Zur Frage einer durch Neutronen erregten α-Aktivität von Cer und —, v. E. Fünfer 693
Casper, H., u. F. Krüger, Über die Wirbelbildung bei Schneidentönen. (Ph.) 842
Cer: Zur Frage einer durch Neutronen erregten α-Aktivität von — und Cäsium, v. E. Fünfer 693
Chang, T. L., u. E. H. Riesenfeld, Die Beeinflussung der Fundamentaleinheiten von Volum und Temperatur durch die im Isotopengehalt schwankende Zusammensetzung des Wassers 600
Christoph, W., Über die lichtelektrische Elektronenausbeute bei Zählrohren 205
— Über die Koinzidenzunschärfe bei Zählrohren. (Th.-S.-Schl.) 558
Condon, E. U., a. G. H. Shortley, The Theory of Atomic Spectra. (B.) 215
Curiepunkt: Eine neue Methode zur Bestimmung des — ferromagnetischer Substanzen, v. L. Bergmann. (Th.-S.-Schl.) 547

D.

Dahms, W., Messungen an Rohrzucker- und Lävuloselösungen. (Th.-S.-Schl.) 158
Dämmerungsleistung: Zur — von Fernrohren, v. A. Kühl 912
Dampfblasen: Über den Verdampfungsvorgang nach kinematographischen Aufnahmen an —, v. W. Fritz u. W. Ende 391
Dampfdruckänderung: Bemerkung zur Mitteilung „Die zeitliche — von Wasserstoff-Isotopengemischen bei 20,38° abs.", v. K. Steiner, v. A. Farkas, L. Farkas u. P. Harteck . 447
Dampfdruckkurve: Über die Fortsetzung der — oberhalb des kritischen Punktes, v. F. Krüger 56
Dampfdruckkurven und Tripelpunkte im Temperaturgebiet von 14° bis 90° abs., v. F. Henning u. J. Otto 633
Dämpfungsdekremente: Messung von — an Piezokristallen, v. H. Gockel 657
Danzer, H., Grundlagen der Quantenmechanik. (B.) 351
Darmstadt: Hundertjahrfeier der Technischen Hochschule — vom 27.—29. Mai 1936. (N.) . 352
Debye, P., Bemerkung zu dem Artikel v. E. Gehrcke: „Wie die Energieverteilung der schwarzen Strahlung in Wirklichkeit gefunden wurde" 440
Debye-Falkenhagensche Theorie: Neue Messungen der Dielektrizitätskonstante starker Elektrolyte und die —, v. M. Jeżewski 52
Deimel, C., Untersuchungen über die Zündspannungen vorionisierter Glimmentladungen . . 610

Seite

Denecke, W., u. E. Lübcke, Zur Bestimmung der Elektronengeschwindigkeit mittels Sondenmessungen 347
Deuterium: Gleichgewichte von Austauschreaktionen mit —, v. K. Wirtz. (Th.-S.-Schl.) . . 165
Dezimeterwellen: Dispersionsmessungen im Gebiet der —, v. M. v. Ardenne, O. Groos u. G. Otterbein 533
— — Bemerkungen v. M. Wien 869
Diebner, K., u. E. Graßmann, Künstliche Radioaktivität. (Z.B.) 359
Dieckvoß, W., u. K. Müller, Bemerkungen zu: „Die Lorentz-Transformation als ein Element der klassischen Mechanik", v. H. Dingler u. M. Steck 139
— — Erwiderung v. H. Dingler u. M. Steck 139
Dielektrikum: Elektrische Nachwirkungen im erstarrten —, v. P. A. Thiessen, A. Winkel u. K. Herrmann 511
Dielektrizitätskonstante: Neue Messungen der — starker Elektrolyte und die Debye-Falkenhagensche Theorie, v. M. Jeżewski 52
— Die spezifische Wärme von Nichtelektrolyten in Lösung und der Einfluß der — des Lösungsmittels auf den Schwingungszustand ihrer Moleküle, v. K. Bennewitz u. L. Kratz . . 406
— Über ein anomales Verhalten der — höherer organischer Säuren in der Nähe des Erstarrungspunktes, v. B. Piekara 624
— Messung der — einiger verdünnter Salzlösungen, v. W. M. Mazee 914
Dielektrizitätskonstanten: Messungen der — und der Dipolverluste bei Hochfrequenz. (Th.-S.-Schl.) 155
Diffusionstheorie: Gültigkeitsgrenze der — für die Quecksilberdampf-Niederdrucksäule, v. A. v. Engel. (Ph.) 830
Dimensionen: Zur Definition von physikalischen Größen in Gleichungen, Einheiten, Benennungen, —, Größengleichungen usw., v. J. Fischer 120
Dingler, H., u. M. Steck, Bemerkungen zu: „Die Lorentz-Transformation als ein Element der klassischen Mechanik" v. —, v. W. Dieckvoß u. K. Müller 139
— — Erwiderung v. H. Dingler u. M. Steck . 139
— — Bemerkung zu der Arbeit v. — „Die Lorentz-Transformation als ein Element der klassischen Mechanik", v. E. Baumgardt 140
— — Erwiderung 141
— — Antwort auf die Erwiderung v. E. Baumgardt 142
— — Schlußwort auf die Erwiderung 142
Dipoleffekt: Weitere Versuche über den — zäher Flüssigkeiten bei Hochfrequenz, v. C. Schreck. (Th.-S.-Schl.) 549
Dipolflüssigkeiten: Zur anomalen Dispersion in —, v. J. Malsch. (Ph.) 849
Dipolverluste: Messungen der Dielektrizitätskonstanten und der — bei Hochfrequenz. (Th.-S.-Schl.) 155
Dipolverlustmessungen an Flüssigkeiten mit langen Wellen, v. C. Schreck. (Th.-S.-Schl.) . 156
Disperse Systeme: Über Streulichtmessungen an — unter Verwendung röhrenförmiger Streulichtzellen, v. B. Klages u. H. Klumb . . . 724
Dispersion: Die — der Hauptbrechzahlen und des Achsenwinkels des Glimmers, v. E. Einsporn 83
— Zur anomalen — in Dipolflüssigkeiten, v. J. Malsch. (Ph.) 849

Seite

Dispersionselektronen: Über die Zahl der *L*-—, v. H. Nitka 445
Dispersionsmessungen im Gebiet der Dezimeterwellen, v. M. v. Ardenne, O. Groos u. G. Otterbein 533
— — Bemerkungen v. M. Wien. 869
Dissoziierte Gase: Das Problem der Schallausbreitung in teilweise —, v. H. O. Kneser u. O. Gauler 677
Döpel, R., Über die Messung von Neutronenintensitäten mittels Rhodium-Fermi-Elektronen 96
Doppelverstärkeranordnung: Eine — zum Nachweis einzeln austretender Glühelektronen, v. E. H. Winkler. (Th.-S.-Schl.) 557
Dosismessung: Beitrag zur — überweicher Röntgenstrahlen, v. E. Wilhelmy 103
Douglas, McKie, a. **H. Niels, V. de Heathcote,** The discovery of specific and latent heats. (B.) . 79
Druck: Die Zerstörung einer adsorbierten Sperrschicht durch —, v. F. Trey 213
Drucke: Über die Wärmeverluste heißer Körper in Gasen von verschiedenen — und ihre Verwendung zur Messung von Gasdrucken, v. Th. Haase, G. Klages u. H. Klumb 440
— Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen —, v. H. Krefft, K. Larché u. F. Rößler. (Ph.) 800
— Die Leuchtdichte der Quecksilberentladung bei hohen —, v. R. Rompe u. W. Thouret. (Ph.) 803
— Übersicht über das Verhalten der Materie bei sehr hohen — und Temperaturen, v. F. Hund. (Ph.) 853
Druckabhängigkeit: Zur — und Temperaturabhängigkeit des Wiedervereinigungskoeffizienten und der Ionisation durch Gammastrahlen in Luft und Kohlensäure, v. W. Mächler 211
Dunkle Materie: Über die Verteilung und die Natur der — im Weltraum, v. E. Schoenberg. (Ph.) 785
Durau, F., Über eine Apparatur zur Herstellung von Adsorptionspulvern aus Metallen unter Stickstoff, bzw. anderen Gasen 684

E.

Ebert, H., u. **C. Tingwaldt,** Ausdehnungsmessungen bei Temperaturen bis 2000° C 471
Eck, B., Einführung in die technische Strömungslehre. 2 Bände. (B.) 526, 566
Eck, H., u. **S. Erk,** Über die Temperaturabhängigkeit der Zähigkeit von Schmierölen 113
Edelgase: Die Aufzehrung von — in der elektrischen Entladung I, v. H. Alterthum, A. Lompe u. R. Seeliger. (Ph.) 833
Effekte: Zur Erklärung der lichtelektrischen — an Kupferoxydul, v. W. Behrendt 886
Eichung: Über die Genauigkeit der — von Röntgendosismessern, v. H. Behnken . . . 878
Eigenschwingungen mechanischer Molekülmodelle, v. F. Trenkler. III 338
Einheiten: Zur Definition von physikalischen Größen in Gleichungen, —, Benennungen, Dimensionen, Größengleichungen usw., v. J. Fischer 120

Seite

Einkristall: Hauptelastizitätskonstanten des — von Kupfer, Gold und Blei, v. E. Goens . 321
Einkristalle: Die elektrische Anisotropie von Wolfram— bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Transversalfeldern, v. E. Justi u. H. Scheffers 700
Einsatzpotentiale: Über — bei Lichtanregung in *Hg* beim Stoß von Li^+, Na^+, K^+, Rb^+, Cs^+, v. O. Henle u. W. Maurer 650
Einschwingvorgänge, v. H. Martin. (Th.-S.-Schl.) 166
Einsporn, E., Die Dispersion der Hauptbrechzahlen und des Achsenwinkels des Glimmers 83
— u. **O. Schönrock,** Lichtelektrische Halbschattenmethode zur Bestimmung der Rotationsdispersion 1
Elastische Konstanten, elektrischer Widerstand und thermische Ausdehnung des Magnesiumkristalls, v. E. Goens u. E. Schmid . . . 385
Elektret: Über das Freiwerden elektrischer Energie beim Aufschmelzen des —, v. H. Frei u. G. Groetzinger 720
Elektrete: Über die Wärmeleitfähigkeit der —, v. G. Groetzinger 589
Elektrische Anisotropie: Die — von Wolfram-Einkristallen bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Transversalfeldern, v. E. Justi u. H. Scheffers 700
Elektrischer Durchbruch: Der — in der Nebelkammer, v. H. Raether. (Th.-S.-Schl.) . . . 560
Elektrische Einheiten: Bekanntmachung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt betreffend den Termin der Einführung der absoluten —. (Z.) 38
Elektrische Energie: Über das Freiwerden — beim Aufschmelzen des Elektreten, v. H. Frei u. G. Groetzinger 720
Elektrische Entladung: Die Aufzehrung von Edelgasen in der — I, v. H. Alterthum, A. Lompe u. R. Seeliger. (Ph.) 833
Elektrisches Feld: Einfluß des — auf Wasserstoffatome im Atomstrahlversuch, v. H. Scheffers u. J. Stark 217
— Zur Auswertung der Atomstrahlversuche im —, v. H. Scheffers 220
— Über die Einwirkung eines — auf die Intensität des Tyndallichtes bei verschiedener Form der Kolloidteilchen, v. H. Uerlings 655
Elektrische Nachwirkungen im erstarrten Dielektrikum, v. P. A. Thiessen, A. Winkel u. K. Herrmann 511
Elektrische und optische Untersuchungen über die Umwandlung von unmetallischem in metallisches Antimon, v. R. Suhrmann u. W. Berndt. (Th.-S.-Schl.) 146
Elektrischer Widerstand: Über den — des Goldes bei tiefen Temperaturen im magnetischen Transversalfeld, v. E. Justi u. H. Scheffers. (Z.) 383
— — II 475
— Elastische Konstanten, — und thermische Ausdehnung des Magnesiumkristalls, v. E. Goens u. E. Schmid 385
Elektrizitätsleitung: Zum Mechanismus der — fester Ionenleiter, v. A. Smekal. (Th.-S.-Schl.) 150
Elektrolyte: Neue Messungen der Dielektrizitätskonstante starker — und die Debye-Falkenhagensche Theorie, v. M. Jeżewski 52

Seite

Elektromotorische Kraft: Über die — des internationalen Westonelements, v. H. v. Steinwehr 81
Elektronen: Über die Messung von Neutronenintensitäten mittels Rhodium-Fermi-—, v. R. Döpel 96
— Das Potential eines im Hochvakuum isolierten Auffangschirmes bei Beschießung mit —, v. H. Strübig 402
Elektronenausbeute: Über die lichtelektrische — bei Zählrohren, v. W. Christoph 265
Elektronenemission: Versuche zur Theorie der — unter der Einwirkung hoher Feldstärken, v. E. W. Müller. (Ph.) 838
Elektronengeschwindigkeit: Zur Bestimmung der — mittels Sondenmessungen, v. W. Denecke u. E. Lübcke 347
Elektronische Halbleiter: Über künstliche Sperrschichten an — von verschiedenem Leitungstypus, v. W. Hartmann. (Ph.) 862
Elementarkorpuskeln: Vorschläge für eine rationelle Benennung der —, v. P. Gruner. (Z.) 350
Elemente: Die Zertrümmerbarkeit der —, v. G. Stetter 88
— — Bemerkung v. Th. Sexl 221
Elvegård, E., Über den Zusammenhang zwischen Beleuchtung und Stromstärke bei Sperrschichtphotozellen 129
Emanationsforschung: Neue Ergebnisse der — im Erdinnern, v. G. Aeckerlein. (Th.-S.-Schl.) 153
Embirikos, N., u. **H. Bittel,** Reversible und irreversible Magnetisierungsvorgänge bei Temperaturänderung 901
Emde, F., u. **Th. Fecker,** Bemerkungen zu dem Aufsatz: Die Unsicherheit der Spannung des Weston-Elements, v. —, v. H. v. Steinwehr. 81
Emissionsspektren: Absorptions- und — Seltener Erdionen im Ultrarot, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) 153
— Weitere Untersuchungen über die Absorptions- und — Seltener Erdionen im Ultrarot, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) 549
— Über die Absorptions- und — der Ionen der Seltenen Erden im festen Zustand, v. H. Gobrecht. (Ph.) 851
Empfangen: Simultanes Senden und —, v. H. Antoun u. F. Minaw. (Z.) 605
Ende, W., u. **W. Fritz,** Über den Verdampfungsvorgang nach kinematographischen Aufnahmen an Dampfblasen 301
Energie: Masse und —, v. K. Wagner 522
— und Geschwindigkeit als Parameter bei Stoßanregung, v. W. Hanle u. R. Junkelmann. (Th.-S.-Schl.) 593
— Über das Freiwerden elektrischer — beim Aufschmelzen des Elektreten, v. H. Frei u. G. Groetzinger 720
Energieabsorption: Die Tiefenverteilung der — von Kathodenstrahlen in Aluminium, v. K. Gentner u. W. Rollwagen 214
Energieverteilung: Wie die — der schwarzen Strahlung in Wirklichkeit gefunden wurde, v. E. Gehrcke 439
— — Bemerkung v. P. Debye 440
— Spektrale — und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drucken, v. H. Krefft, K. Larché u. F. Rößler. (Ph.) . 800

Seite

Engel, A. v., Gültigkeitsgrenze der Diffusionstheorie für die Quecksilberdampf-Niederdrucksäule. (Ph.) 830
Entladung: Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der — in Quecksilberdampf bei hohen Drucken, v. H. Krefft, K. Larché u. F. Rößler. (Ph.) 800
— Die Aufzehrung von Edelgasen in der elektrischen — I, v. H. Alterthum, A. Lompe u. R. Seeliger. (Ph.) 833
Entladungen: Über die Brennfeldstärke in der Säule von — in leichtem und schwerem Wasserstoff, v. M. Steenbeck. (Ph.) 823
Erdinneres: Neue Ergebnisse der Emanationsforschung im —, v. G. Aeckerlein. (Th.-S.-Schl.) 153
Erdionen: Absorptions- und Emissionsspektren Seltener — im Ultrarot, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) 153
— Weitere Untersuchungen über die Absorptions- und Emissionsspektren Seltener — im Ultrarot, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) . . 549
Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd. 14. (B.) 261
Erk, S., u. **H. Eck,** Über die Temperaturabhängigkeit der Zähigkeit von Schmierölen 113
— u. **A. Keller,** Die Wärmeleitfähigkeit von Glyzerin-Wassergemischen. 353
— u. **A. Schmidt,** Über die Grundlagen der Zähigkeitsmessung an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt 489
Erstarrungspunkt: Über ein anomales Verhalten der Dielektrizitätskonstante höherer organischer Säuren in der Nähe des —, v. B. Piekara 624
Ertel, H., Gravitationskonstante und Zahl der Massenteilchen im Weltall 138
Estel, E., Messungen pulsierender Rohrströmung. (Th.-S.-Schl.) 565
Everling, E., u. **H. Müller,** Mechanik des Motor- und Segelflugs. (B.) 448

F.

Fadenstrahlentladung: Spektrale Untersuchung der —, v. W. Hanle u. W. Nöller 412
Falkenhagen-Debyesche Theorie: Neue Messungen der Dielektrizitätskonstante starker Elektrolyte und die —, v. M. Jeżewski 52
Farben: Die physikalische Definition der (subjektiven) Helligkeit und der unbunten —, v. A. Kühl. (Ph.) 865
Farbenerscheinungen in „kolloidalen" Kaliumdämpfen, v. J. Kunz. (Z.) 415
Farbzentren: Über die Natur „erregter" —, v. H. Wölff. (Th.-S.-Schl.) 552
Farkas, A., L. Farkas u. **P. Harteck,** Bemerkung zur Mitteilung „Die zeitliche Dampfdruckänderung von Wasserstoff-Isotopengemischen bei 20,38° abs.", v. K. Steiner 447
Fecker, Th., u. **F. Emde,** Bemerkungen zu dem Aufsatz: Die Unsicherheit der Spannung des Weston-Elements, v. —, v. H. v. Steinwehr 81
Feld: Einfluß des elektrischen — auf Wasserstoffatome im Atomstrahlversuch, v. H. Scheffers u. J. Stark. 217
— Zur Auswertung der Atomstrahlversuche im elektrischen —, v. H. Scheffers 220

Seite

Feld: Die Wirkung des magnetischen — auf die Polarisation der ruhenden und der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen, v. J. Stark, R. Ritschl u. H. Bomke 427
— Über die Einwirkung eines elektrischen — auf die Intensität des Tyndallichtes bei verschiedener Form der Kolloidteilchen, v. H. Uerlings 655
Feldstärken: Versuche zur Theorie der Elektronenemission unter der Einwirkung hoher —, v. E. W. Müller. (Ph.) 838
Ferienkurs in Spektroskopie, Interferometrie, Nephelometrie und Refraktometrie. XV. — in Jena v. 5.—11. März 1936. (N.) 144
Fermi: Über die Messung von Neutronenintensitäten mittels Rhodium-—Elektronen, v. R. Döpel 96
Fernrohre: Zur Dämmerungsleistung von —, v. A. Kühl 912
Ferromagnetische Substanzen: Eine neue Methode zur Bestimmung des Curiepunktes —, v. L. Bergmann. (Th.-S.-Schl.) 547
Feste Körper: Über die innere Reibung —; Absorptionsfrequenzen von Metallen im akustischen Gebiet, v. K. Bennewitz u. H. Rötger 578
Festkörper: Neue optische Beugungserscheinungen an schwingenden —, v. L. Bergmann. (Ph.) 867
Fischer, J., Zur Definition von physikalischen Größen in Gleichungen, Einheiten, Benennungen, Dimensionen, Größengleichungen usw. . 120
Flüssigkeiten: Zur molekularen Schwarmbildung in —, v. R. Gans 19
— Dipolverlustmessungen an — mit langen Wellen, v. C. Schreck. (Th.-S.-Schl.) 156
— Messungen von Verlusten an verschiedenen — nach der Thermometermethode, v. Ch. Schmelzer. (Th.-S.-Schl.) 162
— Die Struktur der Rayleighstrahlung von —, v. K. Birus. (Th.-S.-Schl.) 548
— Weitere Versuche über den Dipoleffekt zäher — bei Hochfrequenz, v. C. Schreck. (Th.-S.-Schl.) 549
— Photometrische Untersuchungen der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in — und Gasen, v. W. Korff 708
Flüssigkeitsgemische: Zur Frage der molekularen Schwarmbildung in binären —, v. V. S. Vrkljan u. M. Katalinić 482
Flüssigkeitsmoleküle: Schlüsse auf die Orientierung von — aus dem Röntgenstreubild, v. A. Peterlin 43
Föppl, L., u. **H. Neuber**, Festigkeitslehre mittels Spannungsoptik. (B.) 526
Forró, M., u. **J. Barnóthy**, Impulszähler für rasch aufeinanderfolgende Impulse 208
Frank, Ph., Das Ende der mechanistischen Physik. (B.) 487
Frei, H., Elektroakustische Untersuchungen in Hallräumen. (B.) 526
— u. **G. Groetzinger**, Über das Freiwerden elektrischer Energie beim Aufschmelzen des Elektreten 720
Fresnelsche Mitführung des Lichtes: Die Rolle der — beim Airyschen Versuch, v. A. Hammer 764
Fritz, W., u. **W. Ende**, Über den Verdampfungsvorgang nach kinematographischen Aufnahmen an Dampfblasen 391

Seite

Fritz, W., u. **F. Homann**, Über die Temperaturverteilung im siedenden Wasser 673
Frivold, O. E., **O. Hassel** u. **T. Skjulstad**, Brechungsexponent und Molrefraktion des Selenwasserstoffs und des Selendeuterids 134
Fucks, W., u. **W. Seitz**, Zündspannungsänderung durch Bestrahlung. (Ph.) 813
Fundamentaleinheiten: Die Beeinflussung der — von Volum und Temperatur durch die im Isotopengehalt schwankende Zusammensetzung des Wassers, v. E. H. Riesenfeld u. T. L. Chang 690
Fünfer, E., Zur Frage einer durch Neutronen erregten α-Aktivität von Cer und Cäsium . . . 693

G.

Gammastrahleninterferenzen: Erzeugung weißer Kristalldiagramme in Quenstedtscher Linearprojektion mittels —, v. H. Seemann . . 345
Gans, R., Zur molekularen Schwarmbildung in Flüssigkeiten 91
— u. **B. Mrowka**, Beitrag zur Störungstheorie in der Wellenmechanik. (B.) 111
— — Beiträge zur Theorie des Atommagnetismus. (B.) 729
Ganz, E., u. **W. Gerlach**, Über die Temperaturabhängigkeit der Wasserabsorption in Salzlösungen 358
Gase: Über die Wärmeverluste heißer Körper in — von verschiedenen Drucken und ihre Verwendung zur Messung von Gasdrucken, v. Th. Haase, G. Klages u. H. Klumb 440
— Wärmeleitung von — bei freier Konvektion, v. W. Weizsäcker 641
— Das Problem der Schallausbreitung in teilweise dissoziierten —, v. H. O. Kneser u. O. Gauler 677
— Über eine Apparatur zur Herstellung von Adsorptionspulvern aus Metallen unter Stickstoff, bzw. anderen —, v. F. Durau 684
— Photometrische Untersuchungen der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten und —, v. W. Korff 708
Gasdrucke: Ein Beitrag zur Messung niedriger —, v. H. Klumb u. Th. Haase 27
— Über die Wärmeverluste heißer Körper in Gasen von verschiedenen Drucken und ihre Verwendung zur Messung von —, v. Th. Haase, G. Klages u. H. Klumb 440
Gaszustand: Über die photographischen Ultrarotspektren einiger einfacher Kohlenstoffverbindungen im —, v. G. Herzberg u. H. Verleger 444
Gauler, O., u. **H. O. Kneser**, Das Problem der Schallausbreitung in teilweise dissoziierten Gasen 677
Gebelein, H., Turbulenz. Physikalische Statistik und Hydrodynamik. (B.) 39
Gehrcke, E., Wie die Energieverteilung der schwarzen Strahlung in Wirklichkeit gefunden wurde 439
— — Bemerkung v. P. Debye 440
— **M. Goebert** u. **C. Müller**, Eine Verbesserung der Hefnerkerze 881
Gehrts, A., Der Kathodenfall der Glimmentladung I. (Ph.) 819

Seite

Gentner, K., u. W. Rollwagen, Die Tiefenverteilung der Energieabsorption von Kathodenstrahlen in Aluminium 214

Gericke, H., Die Methoden zur Messung des Volta-Effektes 327

Gerlach, W., u. E. Ganz, Über die Temperaturabhängigkeit der Wasserabsorption in Salzlösungen 358

Geschwindigkeit: Energie und — als Parameter bei Stoßanregung, v. W. Hanle u. R. Junkelmann. (Th.-S.-Schl.) 593

Gitter: Zur Erläuterung des Gebrauchs optischer — für Röntgenspektroskopie, v. W. Kossel. (Ph.) 855

Glassorten: Messung verschiedener —, v. W. Hackel. (Th.-S.-Schl.) 160

Glasstone-Hickling, Electrolytic Oxydation and Reduction. (B.) 527

Gleichgewichte von Austauschreaktionen mit Deuterium, v. K. Wirtz. (Th.-S.-Schl.) . . . 165

Gleichungen: Zur Definition von physikalischen Größen in —, Einheiten, Benennungen, Dimensionen, Größengleichungen usw., v. J. Fischer 120

Gleitentladungen: Nebelspuren negativer —, v. F. Trey. 688

Glimmentladung: Über die Aufbauzeit einer —, v. R. Schade. (Ph.) 817

— Der Kathodenfall der — I, v. A. Gehrts. (Ph.) 819

Glimmentladungen: Untersuchungen über die Zündspannungen vorionisierter —, v. C. Deimel. 610

Glimmer: Die Dispersion der Hauptbrechzahlen und des Achsenwinkels des —, v. E. Einsporn 83

Glühelektronen: Eine Doppelverstärkeranordnung zum Nachweis einzeln austretender —, v. E. H. Winkler. (Th.-S.-Schl.) 557

Glühkathodenröhre: Die Erzeugung hoher Intensität des Wasserstoffkontinuums mit Hilfe einer —, v. G. Jacobi. (Ph.) 808

Glyzerin-Wassergemische: Die Wärmeleitfähigkeit von —, v. S. Erk u. A. Keller 353

Goebert, M., E. Gehrcke u. C. Müller, Eine Verbesserung der Hefnerkerze 881

Gobrecht, H., Absorptions- und Emissionsspektren Seltener Erdionen im Ultrarot. (Th.-S.-Schl.) 153

— Weitere Untersuchungen über die Absorptions- und Emissionsspektren Seltener Erdionen im Ultrarot. (Th.-S.-Schl.) 549

— Über die Absorptions- und Emissionsspektren der Ionen der Seltenen Erden im festen Zustand. (Ph.) 851

Gockel, H., Messung von Dämpfungsdekrementen ah Piezokristallen 657

Goens, E., Hauptelastizitätskonstanten des Einkristalls von Kupfer, Gold und Blei (zum Teil in Gemeinschaft mit J. Weerts) 321

— u. **E. Schmid,** Elastische Konstanten, elektrischer Widerstand und thermische Ausdehnung des Magnesiumkristalls 385

Gold: Hauptelastizitätskonstanten des Einkristalls von Kupfer, — und Blei, v. E. Goens 321

— Über den elektrischen Widerstand des — bei tiefen Temperaturen im magnetischen Transversalfeld, v. E. Justi u. H. Scheffers. (Z.) 383

— — II 475

Seite

Graßmann, E., u. K. Diebner, Künstliche Radioaktivität. (Z.B.) 359

Graßmann, P., Untersuchungen über die Mikrowiderstände der Supraleiter 569

Gravimeter: Über ein Zweifedern—, v. H. Sorber. (Th.-S.-Schl.) 599

Gravitationskonstante und Zahl der Massenteilchen im Weltall, v. H. Ertel 138

Gremmer, W., Über ein Normalelement von kleiner Spannung 697

Grimsehls Lehrbuch der Physik. Neubearb. v. R. Tomaschek. Bd. I. 9. Aufl. (B.) 630

Groos, O., M. v. Ardenne u. G. Otterbein, Dispersionsmessungen im Gebiet der Dezimeterwellen 533

— — Bemerkungen v. M. Wien 869

Groß, B., Zur Analyse der Ultrastrahlung . . . 12

— Der Übergangseffekt der Ultrastrahlung beim Eintritt in die Atmosphäre 409

Größengleichungen: Zur Definition von physikalischen Größen in Gleichungen, Einheiten, Benennungen, Dimensionen, — usw., v. J. Fischer 120

Groetzinger, G., Über die Wärmeleitfähigkeit der Elektreten 589

— u. **H. Frei,** Über das Freiwerden elektrischer Energie beim Aufschmelzen des Elektreten . 720

Gruner, P., Vorschläge für eine rationelle Benennung der Elementarkorpuskeln. (Z.) . . . 350

Guericke, O. v., v. W. Kossel. (Ph.) 771

H.

Haas, A., Die Umwandlungen der chemischen Elemente. (B.) 111

Haase, Th., G. Klages u. H. Klumb, Über die Wärmeverluste heißer Körper in Gasen von verschiedenen Drucken und ihre Verwendung zur Messung von Gasdrucken 440

— u. **H. Klumb,** Ein Beitrag zur Messung niedriger Gasdrucke 27

Hackel, W., Messung verschiedener Glassorten. (Th.-S.-Schl.) 160

Halbleiter: Über künstliche Sperrschichten an elektronischen — von verschiedenem Leitungstypus, v. W. Hartmann. (Ph.) 862

Halbschattenmethode: Lichtelektrische — zur Bestimmung der Rotationsdispersion, v. O. Schönrock u. E. Einsporn 1

Hammer, A., Die Rolle der Fresnelschen Mitführung des Lichtes beim Airyschen Versuch 764

(Gmelins) Handbuch der Anorganischen Chemie. 8. Aufl. Systemnummer **4,** Lief. 3. **55. 35.** Teil A. Lief. 3. Teil A, Anhang, 1. u. 2. Teil. **35.** Teil A. Lief. 4. (B.) 566. 590

Handbuch der Astrophysik. Hrsg. v. G. Eberhardt, A. Kohlschütter u. H. Ludendorff. Bd. VII, Ergänzungsband. (B.) . . . 525

Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Hrsg. v. E. Abderhalden. Lfg. 441, Abt. V. Teil 10, Heft 4. (B.) 351

Handbuch der Experimentalphysik. Hrsg. v. W. Wien u. F. Harms. Bd. 11, 2. Teil. Bd. XVI, Teil 1. (B.) 567, 916

Hanle, W., H. E. R. Becker u. O. Maercks, Modulation des Lichtes durch einen Schwingquarz 414

— u. **F. Heidenreich,** Analyse organischer Stoffe mit Hilfe des Raman-Effektes. (Th.-S.-Schl.) 594

Seite

Hanle, W., u. **R. Junkelmann,** Energie und Geschwindigkeit als Parameter bei Stoßanregung. (Th.-S.-Schl.) 593
— u. **W. Nöller,** Spektrale Untersuchung der Fadenstrahlentladung 412
Hansen, M., Der Aufbau der Zweistofflegierungen. (B.) 917
Hardy, W. B., Collected Scientific Papers. (B.) . 567
Harteck, P., A. Farkas u. **L. Farkas,** Bemerkung zur Mitteilung „Die zeitliche Dampfdruckänderung von Wasserstoff-Isotopengemischen bei 20,38° abs." v. K. Steiner 447
Hartmann, W., Über künstliche Sperrschichten an elektronischen Halbleitern von verschiedenem Leitungstypus. (Ph.) 862
Hassel, O., O. E. Frivold u. **T. Skjulstad,** Brechungsexponent und Molrefraktion des Selenwasserstoffs und des Selendeuterids 134
Hauptbrechzahlen: Die Dispersion der — und des Achsenwinkels des Glimmers, v. E. Einsporn 83
Hauptelastizitätskonstanten des Einkristalls von Kupfer, Gold und Blei, v. E. Goens 321
Heathcote, V. de, Mc Kie Douglas a. **H. Niels,** The discovery of specific and latent heats. (B.) . . 79
Hefnerkerze: Eine Verbesserung der —, v. E. Gehrcke, M. Göebert u. C. Müller . . 881
Heidenreich, F., u. **W. Hanle,** Analyse organischer Stoffe mit Hilfe des Raman-Effektes. (Th.-S.-Schl.) 594
— u. **W. Meißner,** Über die Änderung der Stromverteilung und der magnetischen Induktion beim Eintritt der Supraleitfähigkeit 449
Heisenberg, W., Wandlungen in den Grundlagen der Naturwissenschaft. (B.) 416
Heitler, W., The Quantum Theory of Radiation. (B.) 600
Heizwertmessungen: Ein vereinfachtes und genaues Verfahren zur Berechnung der Wärmeverluste bei —, v. H. Moser 529
Heliumgasthermometer: Anschluß von Platinwiderstandsthermometern an das — im Gebiet von 14° bis 90° abs., v. F. Henning u. J. Otto 601
Helligkeit: Die physikalische Definition der (subjektiven) — und der unbunten Farben, v. A. Kühl. (Ph.) 865
Henle, O., u. **W. Maurer,** Über Einsatzpotentiale bei Lichtanregung in Hg beim Stoß von Li^+, Na^+, K^+, Rb^+, Cs^+ 659
Henning, F., u. **J. Otto,** Anschluß von Platinwiderstandsthermometern an das Heliumgasthermometer im Gebiet von 14° bis 90° abs. 601
— Dampfdruckkurven und Tripelpunkte im Temperaturgebiet von 14° bis 90° abs. . . 633
— Das Platinwiderstandsthermometer als sekundäres Temperaturnormal zwischen 14° und 90° abs. 639
Hermann, G., Die naturphilosophischen Grundlagen der Quantenmechanik. (B.) 527
Herrmann, K., P. A. Thiessen u. **A. Winkel,** Elektrische Nachwirkungen im erstarrten Dielektrikum 511
Herrmann, O., Die Abhängigkeit der Intensitäten der Rotationslinien einer Bande von den Anregungsbedingungen 100
— — Bemerkung v. H. Brinkman. 726
— — Erwiderung. 729
— — Berichtigung 770

Seite

Herzberg, G., Atomspektren und Atomstruktur. (B.) 918
— u. **H. Verleger,** Über die photographischen Ultrarotspektren einiger einfacher Kohlenstoffverbindungen im Gaszustand 444
Hettner, G., Über Kernschwingungen und Rotationen in Molekülkristallen. (Th.-S.-Schl.) . 153
Hickling-Glasstone, Electrolytic Oxydation and Reduction. (B.) 527
Hinshelwood, C. N., u. **A. T. Williamson,** The reaction between Hydrogen and Oxygen. (B.) 143
Hochfrequenz: Messungen der Dielektrizitätskonstanten und der Dipolverluste bei —. (Th.-S.-Schl.) 155
— Weitere Versuche über den Dipoleffekt zäher Flüssigkeiten bei —, v. C. Schreck. (Th.-S.-Schl.) 549
Hochfrequenzverluste polarer Lösungen, v. G. Martin. (Th.-S.-Schl.) 164
— und molekulare Eigenschaften polarer Lösungen, v. G. Martin 665
Hochspannungsvoltmeter: Ein statisches — von 0,5 bis 35 kV mit Zeigerablesung, v. W. Steubing 32
Hochvakuum: Das Potential eines im — isolierten Auffangschirmes bei Beschießung mit Elektronen, v. H. Strübig 402
Hoffmann, G., Über eine Neukonstruktion des Vakuumduantenelektrometers. I 35
Hoffmann, K., Die Ionenröhre als Röntgenstrahlenerzeuger 604
Hohe Drucke: Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei —, v. H. Krefft, K. Larché u. F. Rößler. (Ph.) 800
— Die Leuchtdichte der Quecksilberentladung bei —, v. R. Rompe u. W. Thouret. (Ph.) . 803
— Übersicht über das Verhalten der Materie bei sehr — und Temperaturen, v. F. Hund. (Ph.) 853
Höhenstrahlen: Ganzjährige Registrierungen koinzidierender —, v. W. Kolhörster. (Ph.) . 797
Holzer, W., Kathodenstrahloszillographie in Biologie und Medizin. (B.) 631
Homann, F., u. **W. Fritz,** Über die Temperaturverteilung im siedenden Wasser 873
Hückel, E., Bemerkung zur Thomsonschen Theorie der Kondensation an Ionen 137
Hume-Rothery, W., The structure of metals and alloys. (B.) 631
Hund, F., Übersicht über das Verhalten der Materie bei sehr hohen Drucken und Temperaturen. (Ph.) 853
Hütte: 90jähriges Bestehen des Akademischen Vereins —, e. V., Berlin am 16. Mai 1936. (N.) 448

I.

Impulse: Impulszähler für rasch aufeinanderfolgende —, v. J. Barnóthy u. M. Forró . 208
Impulszähler für rasch aufeinanderfolgende Impulse, v. J. Barnóthy u. M. Forró. . . . 208
Innere Reibung: Über die — fester Körper; Absorptionsfrequenzen von Metallen im akustischen Gebiet, v. K. Bennewitz u. H. Rötger 578
Instabiles Gebiet: Über ein — bei Wirbelringen, v. C.-H. Krutzsch. (Th.-S.-Schl.) 598

Seite

Intensität: Über die Einwirkung eines elektrischen Feldes auf die — des Tyndallichtes bei verschiedener Form der Kolloidteilchen, v. H. Uerlings 655
— Die Erzeugung hoher — des Wasserstoffkontinuums mit Hilfe einer Glühkathodenröhre, v. G. Jacobi. (Ph.) 808
Intensitäten: Die Abhängigkeit der — der Rotationslinien einer Bande von den Anregungsbedingungen, v. O. Herrmann 100
— — Bemerkung v. H. Brinkman 726
— — Erwiderung v. O. Herrmann 729
— — Berichtigung 770
Intensitätsdissymmetrie: Über die — im longitudinalen Starkeffekt der Balmerserie, v. H. Bomke 417
Intensitätsverteilung: Bemerkung zu der Arbeit von Schütz, Schillbach u. Krämer über die — der Neonlinien, v. E. Lau 110
— — Bemerkung v. W. Schütz 110
Ionen: Bemerkung zur Thomsonschen Theorie der Kondensation an —, v. E. Hückel . . . 137
— Über die Absorptions- und Emissionsspektren der — der Seltenen Erden im festen Zustand, v. H. Gobrecht. (Ph.) 851
Ionenleiter: Zum Mechanismus der Elektrizitätsleitung fester —, v. A. Smekal. (Th.-S.-Schl.) 150
Ionenröhre: Die — als Röntgenstrahlenerzeuger, v. K. Hoffmann 694
Ionisation: Zur Druck- und Temperaturabhängigkeit der Wiedervereinigungskoeffizienten und der — durch Gammastrahlen in Luft und Kohlensäure, v. W. Mächler 211
Irreversible Magnetisierungsvorgänge: Reversible und — bei Temperaturänderung, v. N. Embirikos u. H. Bittel 901
Isolatorkristalle: Zur Theorie der Absorptionsspektren von —, v. A. Smekal. (Th.-S.-Schl.) 554
Isotopengehalt: Die Beeinflussung der Fundamentaleinheiten von Volum und Temperatur durch die im — schwankende Zusammensetzung des Wassers, v. E. H. Riesenfeld u. T. L. Chang 600

J.

Jacobi, G., Die Erzeugung hoher Intensität des Wasserstoffkontinuums mit Hilfe einer Glühkathodenröhre. (Ph.) 808
Jander, G., u. **O. Pfundt,** Leitfähigkeitstitrationen und Leitfähigkeitsmessungen. 2. Aufl. (B.) . . 630
Jeżewski, M., Neue Messungen der Dielektrizitätskonstante starker Elektrolyte und die Debye-Falkenhagensche Theorie 52
Jordan, P., Physikalisches Denken in der neuen Zeit. (B.) 528
Junkelmann, R., u. **W. Hanle,** Energie und Geschwindigkeit als Parameter bei Stoßanregung. (Th.-S.-Schl.) 593
Justi, E., Über die Beeinflussung von Umwandlungstemperaturen durch ein äußeres Magnetfeld 766
— u. **H. Nitka,** Über die Umwandlungen des festen Schwefelwasserstoffs 435
— u. **H. Scheffers,** Über den elektrischen Widerstand des Goldes bei tiefen Temperaturen im magnetischen Transversalfeld. (Z.) 383
— — II 475

Seite

Justi, E., u. **H. Scheffers,** Die elektrische Anisotropie von Wolfram-Einkristallen bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Transversalfeldern 700

K.

Kadmiumzellen: Beitrag zur Messung registrierender kugelförmiger —, v. M. Bender 107
Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft: 25 Jahre — zur Förderung der Wissenschaften. Hrsg. v. M. Planck. 2. Bd. (B.) 632
Kalium: Eine neue Absorptionsbande in *KBr*-Kristallen, v. E. Rexer 523
Kaliumdämpfe: Farbenerscheinungen in „kolloidalen" —, v. J. Kunz. (Z.) 415
Kanalstrahlen: Die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Polarisation der ruhenden und der bewegten Lichtemission von —, v. J. Stark, R. Ritschl u. H. Bomke 427
— Abhängigkeit der Polarisation der Lichtemission von —, v. J. Stark u. M. Schön . 431
— Anomale Umladungserscheinungen bei sehr langsamen —, v. F. Wolf. (Ph.) 854
Katalinić, M., u. **V. S. Vrkljan,** Zur Frage der molekularen Schwarmbildung in binären Flüssigkeitsgemischen 482
Kathodenfall: Der — der Glimmentladung I, v. A. Gehrts. (Ph.) 819
Kathodenstrahlen: Die Tiefenverteilung der Energieabsorption von — in Aluminium, v. K. Gentner u. W. Rollwagen 214
Keller, A., u. **S. Erk,** Die Wärmeleitfähigkeit von Glyzerin-Wassergemischen 353
Kernschwingungen: Über — und Rotationen in Molekülkristallen, v. G. Hettner. (Th.-S.-Schl.) 153
Kernumwandlungsprozesse: Messungen von — bei Anwesenheit starker γ-Strahlen, v. H. Pose. (Th.-S.-Schl.) 154
Kikuchi-Enveloppen, v. M. v. Laue. (Th.-S.-Schl.) 544
Kinematographische Aufnahmen: Über den Verdampfungsvorgang nach — an Dampfblasen, v. W. Fritz u. W. Ende 391
Kinttof, W., Schulversuche zur Chemie der Kampfstoffe. (B.) 261
Klages, B., u. **H. Klumb,** Über Streulichtmessungen an dispersen Systemen unter Verwendung röhrenförmiger Streulichtzellen 724
Klages, G., Th. Haase u. **H. Klumb,** Über die Wärmeverluste heißer Körper in Gasen von verschiedenen Drucken und ihre Verwendung zur Messung von Gasdrucken 440
Kleinschmidt, E., Handbuch der meteorologischen Instrumente und ihrer Auswertung. (B.) . . 215
Kluge, W., u. **W. Uhlmann,** Der Einfluß von leichtem und schwerem Wasserstoff auf den selektiven Photoeffekt der Alkalimetalle. (Ph.) 857
Klumb, H., u. **Th. Haase,** Ein Beitrag zur Messung niedriger Gasdrucke 27
— — u. **G. Klages,** Über die Wärmeverluste heißer Körper in Gasen von verschiedenen Drucken und ihre Verwendung zur Messung von Gasdrucken 440
— u. **B. Klages,** Über Streulichtmessungen an dispersen Systemen unter Verwendung röhrenförmiger Streulichtzellen 724

Seite

Kneser, H. O., u. **O. Gauler,** Das Problem der Schallausbreitung in teilweise dissoziierten Gasen 677

Kniepkamp, H., Die Kennlinie des Niedervoltbogens in Argon. (Ph.) 824

Kobalt: Zur Prädissoziationsgrenze des *CO* bei 11,6 Volt, v. R. Schmid 55

Kohlensäure: Zur Druck- und Temperaturabhängigkeit des Wiedervereinigungskoeffizienten und der Ionisation durch Gammastrahlen in Luft und —, v. W. Mächler . . 211

Kohlenstoffverbindungen: Über die photographischen Ultrarotspektren einiger einfacher — im Gaszustand, v. G. Herzberg u. H. Verleger 444

Kohlrausch, K. W. F., Bericht über die Ramanspektren des Benzols und seiner Derivate. (Z.B.) 58

Koinzidenzunschärfe: Über die — bei Zählrohren, v. W. Christoph. (Th.-S.-Schl.) 558

Koinzidierende Höhenstrahlen: Ganzjährige Registrierungen —, v. W. Kolhörster. (Ph.) 797

Kolhörster, W., Ganzjährige Registrierungen koinzidierender Höhenstrahlen. (Ph.) 797

Kolloidale Kaliumdämpfe: Farbenerscheinungen in „—" —, v. J. Kunz. (Z.) 415

Kolloidteilchen: Über die Einwirkung eines elektrischen Feldes auf die Intensität des Tyndalllichtes bei verschiedener Form der —, v. H. Uerlings 655

Kondensation: Bemerkung zur Thomsonschen Theorie der — an Ionen, v. E. Hückel. . . 137

Konstanten: Elastische —, elektrischer Widerstand und thermische Ausdehnung des Magnesiumkristalls, v. E. Goens u. E. Schmid 385

Konstantenwerte: Über die Geltungsbereiche und die — der verschiedenen Mischkörperformeln Lichteneckers, v. D. A. G. Bruggeman 906

Konvektion: Wärmeleitung von Gasen bei freier —, v. W. Weizsäcker 641

Korff, W., Photometrische Untersuchungen der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten und Gasen 708

Kosmische Ultrastrahlung: Über die Winkelverteilung und Anzahl der durch die — im Blei erzeugten Strahlenpaare (*C*-Strahlen), v. B. Püschel 661

Kossel, W., Otto von Guericke. (Ph.). 771

— Zur Erläuterung des Gebrauchs optischer Gitter für Röntgenspektroskopie. (Ph.) . . . 855

Krämer, Schütz u. **Schillbach,** Bemerkung zu der Arbeit von — über die Intensitätsverteilung der Neonlinien, v. E. Lau 110

— — Bemerkung v. W. Schütz 110

Kratz, L., u. **K. Bennewitz,** Die spezifische Wärme von Nichtelektrolyten in Lösung und der Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels auf den Schwingungszustand ihrer Moleküle 496

Krefft, H., K. Larché u. **F. Rößler,** Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drucken. (Ph.) 800

Kristalle: Eine neue Absorptionsbande in *KBr* —, v. E. Rexer 523

Kristalldiagramme: Erzeugung weißer — in Quenstedtscher Linearprojektion mittels Gammastrahleninterferenzen, v. H. Seemann . . 345

Seite

Kritischer Punkt: Über die Fortsetzung der Dampfdruckkurve oberhalb des —, v. F. Krüger 56

Krüger, F., Über die Fortsetzung der Dampfdruckkurve oberhalb des kritischen Punktes — u. **H. Casper,** Über die Wirbelbildung bei Schneidentönen. (Ph.) 842

Krutzsch, C.-H., Über ein instabiles Gebiet bei Wirbelringen. (Th.-S.-Schl.) 598

Kugelförmige Kadmiumzellen: Beitrag zur Messung registrierender —, v. M. Bender . . . 107

Kühl, A., Die physikalische Definition der (subjektiven) Helligkeit und der unbunten Farben. (Ph.) 865

— Zur Dämmerungsleistung von Fernrohren . . 912

Künstliche Radioaktivität, v. K. Diebner u. E. Graßmann. (Z.B.) 359

Künstliche Sperrschichten: Über — an elektronischen Halbleitern von verschiedenem Leitungstypus, v. W. Hartmann. (Ph.) 862

Kunz, J., Farbenerscheinungen in „kolloidalen" Kaliumdämpfen. (Z.) 415

Kupfer: Hauptelastizitätskonstanten des Einkristalls von —, Gold und Blei, v. E. Goens 321

Kupferoxydul: Zur Erklärung der lichtelektrischen Effekte an —, v. W. Behrendt . . 886

L.

Lange, B., Die Photoelemente und ihre Anwendung. I. Teil. (B.) 352

Larché, K., H. Krefft u. **F. Rößler,** Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drucken. (Ph.) 800

Lau, E., Bemerkung zu der Arbeit von Schütz, Schillbach u. Krämer über die Intensitätsverteilung der Neonlinien 110

— — Bemerkung v. W. Schütz 110

Laue, M. v., Kikuchi-Enveloppen. (Th.-S.-Schl.) 544

Lävuloselösungen: Messungen an Rohrzucker- und —, v. W. Dahms. (Th.-S.-Schl.) 158

Legierungen: Über Quecksilber-Thallium- — und ihre Verwendung für thermometrische Zwecke, v. H. Moser 885

Leichter Wasserstoff: Über die Brennfeldstärke in der Säule von Entladungen in — und schwerem Wasserstoff, v. M. Steenbeck. (Ph.) 823

— Der Einfluß von — und schwerem Wasserstoff auf den selektiven Photoeffekt der Alkalimetalle, v. W. Kluge u. W. Uhlmann. (Ph.) 857

Leiri, F., Eine Theorie vom Hören als Folge von Mikrophonwirkungen im Ohr. (B.) 488

Leitungselektronen: Streuung von Röntgenstrahlen an —, v. W. Scharwächter. (Th.-S.-Schl.) 145

Leitungstypus: Über künstliche Sperrschichten an elektronischen Halbleitern von verschiedenem —, v. W. Hartmann. (Ph.) 862

Leuchtdichte: Die — der Quecksilberentladung bei hohen Drucken, v. R. Rompe u. W. Thouret. (Ph.) 803

Licht: Modulation des — durch einen Schwingquarz, v. H. E. R. Becker, W. Hanle u. O. Maercks 414

— Die Rolle der Fresnelschen Mitführung des — beim Airyschen Versuch, v. A. Hammer . . 764

Seite

Lichtanregung: Über Einsatzpotentiale bei — in *Hg* beim Stoß von Li^+, Na^+, K^+, Rb^+, Cs^+, v. O. Henle u. W. Maurer 959
Lichtausbeute: Spektrale Energieverteilung und — der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drucken, v. H. Krefft, K. Larché u. F. Rößler. (Ph.) 800
Lichtbeugung: Photometrische Untersuchungen der — an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten und Gasen, v. W. Korff 708
Lichtelektrische Effekte: Zur Erklärung der — an Kupferoxydul, v. W. Behrendt 886
Lichtelektrische Elektronenausbeute: Über die — bei Zählrohren, v. W. Christoph 265
Lichtelektrische Halbschattenmethode zur Bestimmung der Rotationsdispersion, v. O. Schönrock u. E. Einsporn 1
Lichtelektrische Spannungskompensation und Widerstandsmessung, v. P. Wulff 269
Lichtemission: Die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Polarisation der ruhenden und der bewegten — von Kanalstrahlen, v. J. Stark, R. Ritschl u. H. Bomke. 427
— Abhängigkeit der Polarisation der — von Kanalstrahlen, v. J. Stark u. M. Schön . . 431
Lichtenecker: Über die Geltungsbereiche und die Konstantenwerte der verschiedenen Mischkörperformeln —, v. D. A. G. Bruggeman 906
Lichtrelais: Das Schallbeugungsspektrum als —, v. O. Maercks. (Th.-S.-Schl.) 562
Linearprojektion: Erzeugung weißer Kristalldiagramme in Quenstedtscher — mittels Gammastrahleninterferenzen, v. H. Seemann 345
Löhle, F., Über den Wigandschen Sichthorizont 22
Lompe, A., H. Alterthum u. R. Seeliger, Die Aufzehrung von Edelgasen in der elektrischen Entladung I. (Ph.) 833
Longitudinaler Starkeffekt: Über die Intensitätsdissymmetrie im — der Balmerserie, v. H. Bomke. 417
Lorentz-Transformation: Bemerkungen zu: „Die — als ein Element der klassischen Mechanik" v. H. Dingler u. M. Steck, v. W. Dieckvoß u. K. Müller 139
— — Erwiderung v. H. Dingler u. M. Steck . 139
— — Bemerkung v. E. Baumgardt 140
— — Erwiderung v. H. Dingler u. M. Steck . 141
— — Antwort auf die Erwiderung v. E. Baumgardt 142
— — Schlußwort auf die Erwiderung v. H. Dingler u. M. Steck 142
Lorenz, H., Ballistik. 3. Aufl. (B.) 261
Lösung: Die spezifische Wärme von Nichtelektrolyten in — und der Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels auf den Schwingungszustand ihrer Moleküle, v. K. Bennewitz u. L. Kratz 496
Lösungen: Hochfrequenzverluste polarer —, v. G. Martin. (Th.-S.-Schl.) 164
— Hochfrequenzverluste und molekulare Eigenschaften polarer —, v. G. Martin 665
Lübcke, E., u. W. Denecke, Zur Bestimmung der Elektronengeschwindigkeit mittels Sondenmessungen 347

Seite

Ludloff, H., Über Ultraschall-Oberflächenwellen. (Z.) 524
Luft: Zwei neue Apparate zur unmittelbaren Bestimmung des in Wasser und in — enthaltenen Radons, v. F. Běhounek 203
— Zur Druck- und Temperaturabhängigkeit des Wiedervereinigungskoeffizienten und der Ionisation durch Gammastrahlen in — und Kohlensäure, v. W. Mächler 211

M.

Mächler, W., Zur Druck- und Temperaturabhängigkeit des Wiedervereinigungskoeffizienten und der Ionisation durch Gammastrahlen in Luft und Kohlensäure 211
Magnesiumkristall: Elastische Konstanten, elektrischer Widerstand und thermische Ausdehnung des —, v. E. Goens u. E. Schmid 385
Magnetfeld: Über die Beeinflussung von Umwandlungstemperaturen durch ein äußeres —, v. E. Justi 766
Magnetisches Feld: Die Wirkung des — auf die Polarisation der ruhenden und der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen, v. J. Stark, R. Ritschl u. H. Bomke. 427
Magnetische Induktion: Über die Änderung der Stromverteilung und der — beim Eintritt der Supraleitfähigkeit, v. W. Meißner u. F. Heidenreich 449
Magnetisches Transversalfeld: Über den elektrischen Widerstand des Goldes bei tiefen Temperaturen im —, v. E. Justi u. H. Scheffers. (Z.) 383
— — II 475
Magnetische Transversalfelder: Die elektrische Anisotropie von Wolfram-Einkristallen bei tiefen Temperaturen in starken —, v. E. Justi u. H. Scheffers 700
Magnetisierungsvorgänge: Reversible und irreversible — bei Temperaturänderung, v. N. Embirikos u. H. Bittel 901
Mahler, G., Physikalische Aufgabensammlung. 5. Aufl. (B.) 918
Malsch, J., Zur anomalen Dispersion in Dipolflüssigkeiten. (Ph.) 849
Maercks, O., Das Schallbeugungsspektrum als Lichtrelais. (Th.-S.-Schl.) 562
— **H. E. R. Becker u. W. Hanle**, Modulation des Lichtes durch einen Schwingquarz 414
Martin, G., Hochfrequenzverluste polarer Lösungen. (Th.-S.-Schl.) 164
— Hochfrequenzverluste und molekulare Eigenschaften polarer Lösungen 665
Martin, H., Einschwingvorgänge. (Th.-S.-Schl.) . 166
— u. **O. Meißer**, Relative Konstanz bei ortsfesten Schwerependeln. (Th.-S.-Schl.) 165
— Masse und Energie, v. K. Wagner 522
Massenteilchen: Gravitationskonstante und Zahl der — im Weltall, v. H. Ertel 138
Materie: Übersicht über das Verhalten der — bei sehr hohen Drucken und Temperaturen, v. F. Hund. (Ph.) 853

Seite

Maurer, W., u. **O. Henle**, Über Einsatzpotentiale bei Lichtanregung in Hg beim Stoß von Li^+, Na^+, K^+, Rb^+, Cs^+ 659

Mazee, W. M., Messung der Dielektrizitätskonstante einiger verdünnter Salzlösungen . . 914

Mechanische Molekülmodelle: Eigenschwingungen —, v. F. Trenkler. III 338

Mechanismus: Zum — der Elektrizitätsleitung fester Ionenleiter, v. A. Smekal. (Th.-S.-Schl.) 150

Meißer, O., u. **H. Martin**, Relative Konstanz bei ortsfesten Schwerependeln. (Th.-S.-Schl.) . . 165

Meißner, W., u. **F. Heidenreich**, Über die Änderung der Stromverteilung und der magnetischen Induktion beim Eintritt der Supraleitfähigkeit 449

Messerschmidt, W., Zum Barometereffekt der Ultrastrahlungsstöße. (Th.-S.-Schl.) 557

β-Messing: Messung der wahren spezifischen Wärme von Silber, Nickel, —, Quarzkristall und Quarzglas zwischen + 50 und 700° C nach einer verfeinerten Methode, v. H. Moser 737

Messung: Ein Beitrag zur — niedriger Gasdrucke, v. H. Klumb u. Th. Haase 27

— Über die — von Neutronenintensitäten mittels Rhodium-Fermi-Elektronen, v. R. Döpel 96

— Beitrag zur — registrierender kugelförmiger Kadmiumzellen, v. M. Bender 107

— verschiedener Glassorten, v. W. Hackel. (Th.-S.-Schl.) 160

— Die Methoden zur — des Volta-Effektes, v. H. Gericke 327

— Über die Wärmeverluste heißer Körper in Gasen von verschiedenen Drucken und ihre Verwendung zur — von Gasdrucken, v. Th. Haase, G. Klages u. H. Klumb 440

— von Dämpfungsdekrementen an Piezokristallen, v. H. Gockel 657

— der wahren spezifischen Wärme von Silber, Nickel, β-Messing, Quarzkristall und Quarzglas zwischen + 50 und 700° C nach einer verfeinerten Methode, v. H. Moser 737

— der Dielektrizitätskonstante einiger verdünnter Salzlösungen, v. W. M. Mazee 914

Messungen: Neue — der Dielektrizitätskonstante starker Elektrolyte und die Debye-Falkenhagensche Theorie, v. M. Jeżewski 52

— von Kernumwandlungsprozessen bei Anwesenheit starker γ-Strahlen, v. H. Pose. (Th.-S.-Schl.) 154

— der Dielektrizitätskonstanten und der Dipolverluste bei Hochfrequenz. (Th.-S.-Schl.) 155

— an Rohrzucker- und Lävuloselösungen, v. W. Dahms. (Th.-S.-Schl.) 158

— von Verlusten an verschiedenen Flüssigkeiten nach der Thermometermethode, v. Ch. Schmelzer. (Th.-S.-Schl.) 162

— Einige Bemerkungen über statistische —, v. W. Bothe 520

— pulsierender Rohrströmung, v. E. Estel. (Th.-S.-Schl.) 565

Metalle: Über die innere Reibung fester Körper; Absorptionsfrequenzen von — im akustischen Gebiet, v. K. Bennewitz u. H. Rötger 578

Seite

Metalle: Über eine Apparatur zur Herstellung von Adsorptionspulvern aus — unter Stickstoff, bzw. anderen Gasen, v. F. Durau 684

Metallisches Antimon: Elektrische und optische Untersuchungen über die Umwandlung von unmetallischem in —, v. R. Suhrmann u. W. Berndt. (Th.-S.-Schl.) 146

Metallische Umwandlungen: Untersuchungen über die Wärmetönung bei —, v. H. v. Steinwehr u. A. Schulze. IV. 753

Mikrowiderstände: Untersuchungen über die — der Supraleiter, v. P. Graßmann 569

Minaw, F., u. **H. Antoun**, Simultanes Senden und Empfangen. (Z.) 695

Mischkörperformeln: Über die Geltungsbereiche und die Konstantenwerte der verschiedenen — Lichteneckers, v. D. A. G. Bruggeman 906

Mochizuki-Stiftung: Ausschreiben zur Bewerbung um ein Stipendium der — bei der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften. (N.) 276

Molekulare Eigenschaften: Hochfrequenzverluste und — polarer Lösungen, v. G. Martin . . 665

Molekulare Schwarmbildung: Zur — in Flüssigkeiten, v. R. Gans 19

— Zur Frage der — in binären Flüssigkeitsgemischen, v. V. S. Vrkljan u. M. Katalinić 482

Moleküle: Streuung von Röntgenstrahlen an neonähnlichen —, v. G. Thomer. (Th.-S.-Schl.) 145

— Schwingungen mehratomiger —, v. E. Bauermeister u. W. Weizel. (Z.B.) 169

— Die spezifische Wärme von Nichtelektrolyten in Lösung und der Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels auf den Schwingungszustand ihrer —, v. K. Bennewitz u. L. Kratz 496

— Über die Rekombination zweiatomiger — unter Ausstrahlung, v. R. Rompe. (Ph.) . . 807

Molekülkristalle: Über Kernschwingungen und Rotationen in —, v. G. Hettner. (Th.-S.-Schl.) 153

Molekülmodelle: Eigenschwingungen mechanischer —, v. F. Trenkler. III 338

Molrefraktion: Brechungsexponent und — des Selenwasserstoffs und des Selendeuterids, v. O. E. Frivold, O. Hassel u. T. Skjulstad 134

Moser, H., Ein vereinfachtes und genaues Verfahren zur Berechnung der Wärmeverluste bei Heizwertmessungen 529

— Messung der wahren spezifischen Wärme von Silber, Nickel, β-Messing, Quarzkristall und Quarzglas zwischen + 50 und 700° C nach einer verfeinerten Methode 737

— Über Quecksilber-Thallium-Legierungen und ihre Verwendung für thermometrische Zwecke 885

Mrowka, B., u. **R. Gans**, Beitrag zur Störungstheorie in der Wellenmechanik. (B.) 111

— Beiträge zur Theorie des Atommagnetismus. (B.) 729

Müller, C., E. Gehrcke u. **M. Goebert**, Eine Verbesserung der Hefnerkerze 881

Müller, E. W., Versuche zur Theorie der Elektronenemission unter der Einwirkung hoher Feldstärken. (Ph.) 838

Seite

Müller, H., u. **E. Everling,** Mechanik des Motor- und Segelflugs. (B.) 448
Müller, K., u. **W. Dieckvoß,** Bemerkungen zu: Die Lorentz-Transformation als ein Element der klassischen Mechanik" v. H. Dingler u. M. Steck 139
— — Erwiderung v. H. Dingler u. M. Steck . 139

N.

National Physical Laboratory, The. Report for the Years 1932. 1933. 1934. (B.) 112
Nebelkammer: Der elektrische Durchbruch in der —, v. H. Raether. (Th.-S.-Schl.) 560
— Eine einfache Wilsonsche —, v. H. Bauer . . 627
— Eine Wilsonsche — einfacher Bauart, v. H. Neuert 629
Nebelspuren negativer Gleitentladungen, v. F. Trey 688
Negative Gleitentladungen: Nebelspuren —, v. F. Trey 688
Neonähnliche Moleküle: Streuung von Röntgenstrahlen an —, v. G. Thomer. (Th.-S.-Schl.) 145
Neonentladung: Über die Anregung der Phosphore in der —, v. A. Rüttenauer. (Ph.) . . 810
Neonlinien: Bemerkung zu der Arbeit von Schütz, Schillbach u. Krämer über die Intensitätsverteilung der —, v. E. Lau . . 110
— — Bemerkung v. W. Schütz 110
Neuber, H., u. **L. Föppl,** Festigkeitslehre mittels Spannungsoptik. (B.) 526
Neuburger, M. C., Die Allotropie der chemischen Elemente und die Ergebnisse der Röntgenographie. (B.) 918
Neuert, H., Eine Wilsonsche Nebelkammer einfacher Bauart 629
Neutronen: Zur Frage einer durch — erregten α-Aktivität von Cer und Cäsium, v. E. Fünfer 693
Neutronenintensitäten: Über die Messung von — mittels Rhodium-Fermi-Elektronen, v. R. Döpel 96
Nichtelektrolyte: Die spezifische Wärme von — in Lösung und der Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels auf den Schwingungszustand ihrer Moleküle, v. K. Bennewitz u. L. Kratz 496
Nickel: Messung der wahren spezifischen Wärme von Silber, —, β-Messing, Quarzkristall und Quarzglas zwischen + 50 und 700° C nach einer verfeinerten Methode, v. H. Moser . . 737
— Untersuchungen über die Wärmetönung bei metallischen Umwandlungen. IV. —, v. H. v. Steinwehr u. A. Schulze 753
Niederdrucksäule: Gültigkeitsgrenze der Diffusionstheorie für die Quecksilberdampf-—, v. A. v. Engel. (Ph.) 830
Niedervoltbogen: Die Kennlinien des — in Argon, v. H. Kniepkamp. (Ph.) 824
Niels, H., Mc Kie Douglas a. **V. de Heathcote,** The discovery of specific and latent heats. (B.) 79
Nitka, H., Über die Zahl der *L*-Dispersionselektronen 445

Seite

Nitka, H., u. **E. Justi,** Über die Umwandlungen des festen Schwefelwasserstoffs 435
Nöller, W., u. **W. Hanle,** Spektrale Untersuchung der Fadenstrahlentladung 412
Normalelement: Über ein — von kleiner Spannung, v. W. Gremmer 697

O.

Oberflächenwellen: Über Ultraschall-—, v. H. Ludloff. (Z.) 524
Ochsenfeld, R., Über die Änderung der Stromverteilung und der magnetischen Induktion beim Eintritt der Supraleitfähigkeit, v. W. Meißner u. F. Heidenreich. (Teilweise nach Messungen v. W. Meißner sowie v. W. Meißner u. —.) 449
Optische Beugungserscheinungen: Neue — an schwingenden Festkörpern, v. L. Bergmann. (Ph.) 867
Optische Gitter: Zur Erläuterung des Gebrauchs — für Röntgenspektroskopie, v. W. Kossel. (Ph.) 855
Optische Untersuchungen: Elektrische und — über die Umwandlung von unmetallischem in metallisches Antimon, v. R. Suhrmann u. W. Berndt. (Th.-S.-Schl.) 146
Organische Säuren: Über ein anomales Verhalten der Dielektrizitätskonstante höherer — in der Nähe des Erstarrungspunktes, v. B. Piekara 624
Organische Stoffe: Analyse — mit Hilfe des Raman-Effektes, v. W. Hanle u. F. Heidenreich. (Th.-S.-Schl.) 594
Otterbein, G., M. v. Ardenne u. **O. Groos,** Dispersionsmessungen im Gebiet der Dezimeterwellen 533
— — Bemerkungen v. M. Wien 869
Otto, J., u. **F. Henning,** Anschluß von Platinwiderstandsthermometern an das Heliumgasthermometer im Gebiet von 14° bis 90° abs. 601
— Dampfdruckkurven und Tripelpunkte im Temperaturgebiet von 14° bis 90° abs. . . 633
— Das Platinwiderstandsthermometer als sekundäres Temperaturnormal zwischen 14° und 90° abs. 639

P.

Parameter: Energie und Geschwindigkeit als — bei Stoßanregung, v. W. Hanle u. R. Junkelmann. (Th.-S.-Schl.) 593
Persico, E., Fondamenti della meccanica atomica. (B.) 919
Peterlin, A., Schlüsse auf die Orientierung von Flüssigkeitsmolekülen aus dem Röntgenstreubild 43
Pfundt, O., u. **G. Jander,** Leitfähigkeitstitrationen und Leitfähigkeitsmessungen. 2. Aufl. (B.) 630
Phosphore: Über Sensibilisierung von —, v. S. Rothschild. II 757

Seite

Phosphore: Über die Anregung der — in der Neonentladung, v. A. Rüttenauer. (Ph.) . 810
Photoeffekt: Der Einfluß von leichtem und schwerem Wasserstoff auf den selektiven — der Alkalimetalle, v. W. Kluge u. W. Uhlmann. (Ph.) 857
Photographische Registrierung: Zur — mit Braunschen Röhren, v. Ch. Bachem 650
— — Berichtigung 736
Photographische Ultrarotspektren: Über die — einiger einfacher Kohlenstoffverbindungen im Gaszustand, v. G. Herzberg u. H. Verleger 444
Photometrische Untersuchungen der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten und Gasen, v. W. Korff 708
Physikalische Größen: Zur Definition von — in Gleichungen, Einheiten, Benennungen, Dimensionen, Größengleichungen usw., v. J. Fischer 120
Physikalisch-Technische Reichsanstalt: Bekanntmachung der — betreffend den Termin der Einführung der absoluten elektrischen Einheiten. (Z.) 38
— Bericht über die Tätigkeit der — im Jahre 1935 277
Piekara, B., Über ein anomales Verhalten der Dielektrizitätskonstante höherer organischer Säuren in der Nähe des Erstarrungspunktes 624
Piezokristalle: Messung von Dämpfungsdekrementen an —, v. H. Gockel 657
Planck, M., Die Physik im Kampf um die Weltanschauung. (B.) 144
Platin: Einfluß der Rekristallisation auf die Emission des —, v. F. Schubert. (Th.-S.-Schl.) 595
Platinwiderstandsthermometer: Anschluß von — an das Heliumgasthermometer im Gebiet von 14° bis 90° abs., v. F. Henning u. J. Otto 601
— Das — als sekundäres Temperaturnormal zwischen 14° und 90° abs., v. F. Henning u. J. Otto. 630
Plotnikow, I., Vorträge über „Ultrarotphotographie" 1936. (N.) 184
— Allgemeine Photochemie. 2. umgearb. u. erw. Aufl. (B.) 696
Pohl, R. W., Einführung in die Elektrizitätslehre. 4. Aufl. (B.) 80
Polare Lösungen: Hochfrequenzverluste —, v. G. Martin. (Th.-S.-Schl.) 164
— Hochfrequenzverluste und molekulare Eigenschaften —, v. G. Martin 665
Polarisation: Die Wirkung des magnetischen Feldes auf die — der ruhenden und der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen, v. J. Stark, R. Ritschl u. H. Bomke 427
— Abhängigkeit der — der Lichtemission von Kanalstrahlen, v. J. Stark u. M. Schön . . 431
Pöschl, Th., Elementare Festigkeitslehre. (B.) . . 664
Pose, H., Messungen von Kernumwandlungsprozessen bei Anwesenheit starker γ-Strahlen. (Th.-S.-Schl.) 154
Potential: Das — eines im Hochvakuum isolierten Auffangschirmes bei Beschießung mit Elektronen, v. H. Strübig 402
Prädissoziationsgrenze: Zur — des CO bei 11,6 Volt, v. R. Schmid 55

Seite

Preisausschreiben für das Auffinden geeigneter Zusätze zum Eis für die Vereisung von Fischen. (N.) 770
Proskauer, E., u. **A. Weißberger,** Organic Solvents. (B.) 416
Pulsierende Rohrströmung: Messungen —, v. E. Estel. (Th.-S.-Schl.) 505
Püschel, B., Über die Winkelverteilung und Anzahl der durch die kosmische Ultrastrahlung im Blei erzeugten Strahlenpaare (C-Strahlen) 661

Q.

Quarzglas: Messung der wahren spezifischen Wärme von Silber, Nickel, β-Messing, Quarzkristall und — zwischen + 50 und 700° C nach einer verfeinerten Methode, v. H. Moser 737
Quarzkristall: Messung der wahren spezifischen Wärme von Silber, Nickel, β-Messing, — und Quarzglas zwischen + 50 und 700° C nach einer verfeinerten Methode, v. H. Moser 737
Quarzuhren: Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge mittels —, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) 38
— Schwankungen der astronomischen Tageslänge und der astronomischen Zeitbestimmung nach den — der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. Meßergebnisse II. 185
— Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge im Jahre 1935 mittels —, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) . . 415
Quecksilber: Über Einsatzpotentiale bei Lichtanregung in Hg beim Stoß von Li^+, Na^+, K^+, Rb^+, Cs^+, v. O. Henle u. W. Maurer . . . 659
Quecksilber-Thallium-Legierungen: Über — und ihre Verwendung für thermometrische Zwecke, v. H. Moser 885
Quecksilberdampf: Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in — bei hohen Drucken, v. H. Krefft, K. Larché u. F. Rößler. (Ph.) 800
Quecksilberdampf-Niederdrucksäule: Gültigkeitsgrenze der Diffusionstheorie für die —, v. A. v. Engel. (Ph.) 830
Quecksilberentladung: Die Leuchtdichte der — bei hohen Drucken, v. R. Rompe u. W. Thouret. (Ph.) 803
Quenstedtsche Linearprojektion: Erzeugung weißer Kristalldiagramme in — mittels Gammastrahleninterferenzen, v. H. Seemann . 345

R.

Radioaktivität: Künstliche —, v. K. Diebner u. E. Graßmann. (Z.B.) 359
Radon: Zwei neue Apparate zur unmittelbaren Bestimmung des in Wasser und in Luft enthaltenen —, v. F. Běhounek 203

Seite

Raman-Effekt: Analyse organischer Stoffe mit Hilfe des —, v. W. Hanle u. F. Heidenreich. (Th.-S.-Schl.) 594
Ramanspektren: Bericht über die — des Benzols und seiner Derivate, v. K. W. F. Kohlrausch. (Z.B.) 58
Rasetti, F., Il Nucleo Atomico. (B.) 729
Raether, H., Der elektrische Durchbruch in der Nebelkammer. (Th.-S.-Schl.) 560
Rayleighstrahlung: Die Struktur der — von Flüssigkeiten, v. K. Birus. (Th.-S.-Schl.) . . 548
Registrierende kugelförmige Kadmiumzellen: Beitrag zur Messung —, v. M. Bender . . . 107
Registrierungen: Ganzjährige — koinzidierender Höhenstrahlen, v. W. Kolhörster. (Ph.) . . 797
Reibung: Über die innere — fester Körper; Absorptionsfrequenzen von Metallen im akustischen Gebiet, v. K. Bennewitz u. H. Rötger 578
Rekombination: Über die — zweiatomiger Moleküle unter Ausstrahlung, v. R. Rompe. (Ph.) 807
Rekristallisation: Einfluß der — auf die Emission des Platins, v. F. Schubert. (Th.-S.-Schl.) . 595
Reversible und irreversible Magnetisierungsvorgänge bei Temperaturänderung, v. N. Embirikos u. H. Bittel 901
Rexer, E., Eine neue Absorptionsbande in *KBr*-Kristallen 523
Rhodium: Über die Messung von Neutronenintensitäten mittels —-Fermi-Elektronen, v. R. Döpel 96
Riesenfeld, E. H., u. **T. L. Chang,** Die Beeinflussung der Fundamentaleinheiten von Volum und Temperatur durch die im Isotopengehalt schwankende Zusammensetzung des Wassers 690
Ritschl, R., J. Stark u. **H. Bomke,** Die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Polarisation der ruhenden und der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen 427
Röhrenförmige Streulichtzellen: Über Streulichtmessungen an dispersen Systemen unter Verwendung —, v. B. Klages u. H. Klumb . . 724
Rohrströmung: Messungen pulsierender —, v. E. Estel. (Th.-S.-Schl.) 565
Rohrzuckerlösungen: Messungen an — und Lävuloselösungen, v. W. Dahms. (Th.-S.-Schl.) 158
Roller, E., Schulversuche zur Fluglehre. (B.) . . 367
Rollwagen, W., u. **K. Gentner,** Die Tiefenverteilung der Energieabsorption von Kathodenstrahlen in Aluminium 214
Rompe, R., Über die Rekombination zweiatomiger Moleküle unter Ausstrahlung. (Ph.) 807
— u. **W. Thouret,** Die Leuchtdichte der Quecksilberentladung bei hohen Drucken. (Ph.) . 803
Röntgendosismesser: Über die Genauigkeit der Eichung von —, v. H. Behnken 878
Röntgenspektroskopie: Zur Erläuterung des Gebrauchs optischer Gitter für —, v. W. Kossel. (Ph.) 855
Röntgenstrahlen: Beitrag zur Dosismessung überweicher —, v. E. Wilhelmy 103
— Streuung von — an Leitungselektronen, v. W. Scharwächter. (Th.-S.-Schl.) 145
— Streuung von — an neonähnlichen Molekülen, v. G. Thomer. (Th.-S.-Schl.) 145
Röntgenstrahlenerzeuger: Die Ionenröhre als —, v. K. Hoffmann 694

Seite

Röntgenstreubild: Schlüsse auf die Orientierung von Flüssigkeitsmolekülen aus dem —, v. A. Peterlin 43
Rößler, F., H. Krefft u. **K. Larché,** Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drucken. (Ph.) 800
Rotationen: Über Kernschwingungen und — in Molekülkristallen, v. G. Hettner. (Th.-S.-Schl.) 153
Rotationsdispersion: Lichtelektrische Halbschattenmethode zur Bestimmung der —, v. O. Schönrock u. E. Einsporn 1
Rotationslinien: Die Abhängigkeit der Intensitäten der — einer Bande von den Anregungsbedingungen, v. O. Herrmann 100
— — Bemerkung v. H. Brinkman 726
— — Erwiderung v. O. Herrmann 729
— — Berichtigung 770
Rötger, H., u. **K. Bennewitz,** Über die innere Reibung fester Körper; Absorptionsfrequenzen von Metallen im akustischen Gebiet 578
Rothe, R., Höhere Mathematik. Teil III. IV. 3. Heft. (B.) 40, 664
Rothschild, S., Über Sensibilisierung von Phosphoren. II 757
Ruchardt, E., Neuzeitliche Kernphysik und künstliche Umwandlung der Elemente. (B.) . 919
Rüttenauer, A., Über die Anregung der Phosphore in der Neonentladung. (Ph.) 810

S.

Saechtling, H., Hochpolymere organische Naturstoffe. (B.) 112
Salzlösungen: Über die Temperaturabhängigkeit der Wasserabsorption in —, v. E. Ganz u. W. Gerlach. 358
— Messung der Dielektrizitätskonstante einiger verdünnter —, v. W. M. Mazee 914
Sartori, M., Die Chemie der Kampfstoffe. Aus dem Italienischen übersetzt v. H. Klumb. (B.) 416
Säuren: Über ein anomales Verhalten der Dielektrizitätskonstante höherer organischer — in der Nähe des Erstarrungspunktes, v. B. Piekara 624
Schade, R., Über die Aufbauzeit einer Glimmentladung. (Ph.) 817
Schaefer, Cl., Neue optische Beugungserscheinungen an schwingenden Festkörpern, v. L. Bergmann. (Nach gemeinsamen Versuchen mit —.) (Ph.) 867
Schallausbreitung: Das Problem der — in teilweise dissoziierten Gasen, v. H. O. Kneser u. O. Gauler 677
Schallbeugungsspektrum: Das — als Lichtrelais, v. O. Maercks. (Th.-S.-Schl.) 562
Scharwächter, W., Streuung von Röntgenstrahlen an Leitungselektronen. (Th.-S.-Schl.) . . . 145
Scheffers, H., Zur Auswertung der Atomstrahlversuche im elektrischen Feld 220
— u. **E. Justi,** Über den elektrischen Widerstand des Goldes bei tiefen Temperaturen im magnetischen Transversalfeld. (Z.) 383

Seite

Scheffers, H., u. **E. Justi**, II 475
— — Die elektrische Anisotropie von Wolfram-Einkristallen bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Transversalfeldern . . 700
— u. **J. Stark**, Einfluß des elektrischen Feldes auf Wasserstoffatome im Atomstrahlversuch . 217
Scheibe, A., u. **U. Adelsberger**, Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge mittels Quarzuhren. (Z.) 38
— Schwankungen der astronomischen Tageslänge und der astronomischen Zeitbestimmung nach den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Meßergebnisse II. . . 185
— Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge im Jahre 1935 mittels Quarzuhren. (Z.) 415
Schillbach, Schütz u. **Krämer**, Bemerkung zu der Arbeit von — über die Intensitätsverteilung der Neonlinien, v. E. Lau 110
— — Bemerkung v. W. Schütz 110
Schmelzer, Ch., Messungen von Verlusten an verschiedenen Flüssigkeiten nach der Thermometermethode. (Th.-S.-Schl.) 162
Schmid, E., u. **E. Goens**, Elastische Konstanten, elektrischer Widerstand und thermische Ausdehnung des Magnesiumkristalls 385
Schmid, R., Zur Prädissoziationsgrenze des *CO* bei 11,6 Volt 55
Schmidt, A., u. **S. Erk**, Über die Grundlagen der Zähigkeitsmessung an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt 489
Schmidt, H., Einführung in die Vektor- und Tensorrechnung unter besonderer Berücksichtigung ihrer physikalischen Bedeutung. (B.) 600
Schmieröle: Über die Temperaturabhängigkeit der Zähigkeit von —, v. S. Erk u. H. Eck . . 113
Schneidentöne: Über die Wirbelbildung bei —, v. F. Krüger u. H. Casper. (Ph.) 842
Schneider, E., Entwicklungsgeschichte der naturwissenschaftlichen Weltanschauung. 2. Aufl. (B.) 528
Schön, M., u. **J. Stark**, Abhängigkeit der Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen 431
Schoenberg, E., Über die Verteilung und die Natur der dunklen Materie im Weltraum. (Ph.) 785
Schönrock, O., u. **E. Einsporn**, Lichtelektrische Halbschattenmethode zur Bestimmung der Rotationsdispersion 1
Schreck, C., Dipolverlustmessungen an Flüssigkeiten mit langen Wellen. (Th.-S.-Schl.) . . 156
— Weitere Versuche über den Dipoleffekt zäher Flüssigkeiten bei Hochfrequenz. (Th.-S.-Schl.) 549
Schubert, F., Einfluß der Rekristallisation auf die Emission des Platins. (Th.-S.-Schl.) 595
Schulze, A., Über eine besondere Erscheinung bei Umwandlungen, die sich über ein Temperaturgebiet erstrecken 41
— u. **H. v. Steinwehr**, Untersuchungen über die Wärmetönung bei metallischen Umwandlungen. IV. Nickel 753
Schütz, W., Bemerkung zu der Bemerkung von E. Lau zu der Arbeit von Schütz, Schillbach u. Krämer über die Intensitätsverteilung der Neonlinien 110

Seite

Schütz, W., Schillbach u. **Krämer**, Bemerkung zu der Arbeit von — über die Intensitätsverteilung der Neonlinien, v. E. Lau . . 110
— — Bemerkung v. W. Schütz 110
Schwankungen: Nachweis von — der astronomischen Tageslänge mittels Quarzuhren, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) 38
— der astronomischen Tageslänge und der astronomischen Zeitbestimmung nach den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. Meßergebnisse II 185
— Nachweis von — der astronomischen Tageslänge im Jahre 1935 mittels Quarzuhren, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) . . . 415
Schwarmbildung: Zur molekularen — in Flüssigkeiten, v. R. Gans 19
— Zur Frage der molekularen — in binären Flüssigkeitsgemischen, v. V. S. Vrkljan u. M. Katalinić 482
Schwarze Strahlung: Wie die Energieverteilung der — in Wirklichkeit gefunden wurde, v. E. Gehrcke 439
— — Bemerkung v. P. Debye 449
Schwefelwasserstoff: Über die Umwandlungen des festen —, v. E. Justi u. H. Nitka 435
Schwerependel: Relative Konstanz bei ortsfesten —, v. O. Meißer u. H. Martin. (Th.-S.-Schl.) 165
Schwerer Wasserstoff: Über die Brennfeldstärke in der Säule von Entladungen in leichtem und —, v. M. Steenbeck. (Ph.) 823
— Der Einfluß von leichtem und — auf den selektiven Photoeffekt der Alkalimetalle, v. W. Kluge u. W. Uhlmann. (Ph.) 857
Schwingende Festkörper: Neue optische Beugungserscheinungen an —, v. L. Bergmann. (Ph.) 867
Schwingquarz: Modulation des Lichtes durch einen —, v. H. E. R. Becker, W. Hanle u. O. Maercks 414
Schwingungen mehratomiger Moleküle, v. E. Bauermeister u. W. Weizel. (Z.B.) . . . 169
Schwingungszustand: Die spezifische Wärme von Nichtelektrolyten in Lösung und der Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels auf den — ihrer Moleküle, v. K. Bennewitz u. L. Kratz 496
Schwinner, R., Lehrbuch der physikalischen Geologie. Bd. I. (B.) 663
Sechser-Ring: Eigenschwingungen mechanischer Molekülmodelle. III. Der ebene — und seine Abkömmlinge, v. F. Trenkler 338
Seeliger, R., H. Alterthum u. **A. Lompe**, Die Aufzehrung von Edelgasen in der elektrischen Entladung I. (Ph.) 833
Seemann, H., Erzeugung weißer Kristalldiagramme in Quenstedtscher Linearprojektion mittels Gammastrahleninterferenzen 345
— Bimetall-Hochvakuummanometer 446
Seitz, W., u. **W. Fucks**, Zündspannungsänderung durch Bestrahlung. (Ph.) 813
Selektiver Photoeffekt: Der Einfluß von leichtem und schwerem Wasserstoff auf den — der Alkalimetalle, v. W. Kluge u. W. Uhlmann. (Ph.) 857

Seite

Selendeuterid: Brechungsexponent und Molrefraktion des Selenwasserstoffs und des —, v. O. E. Frivold, O. Hassel u. T. Skjulstad . 134
Selenwasserstoff: Brechungsexponent und Molrefraktion des — und des Selendeuterids, v. O. E. Frivold, O. Hassel u. T. Skjulstad . . 134
Seltene Erden: Über die Absorptions- und Emissionsspektren der Ionen der — im festen Zustand, v. H. Gobrecht. (Ph.) 851
Seltene Erdionen: Absorptions- und Emissionsspektren — im Ultrarot, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) 153
— Weitere Untersuchungen über die Absorptions- und Emissionsspektren — im Ultrarot, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) 549
Senden: Simultanes — und Empfangen, v. H. Antoun u. F. Minaw. (Z.) 695
Sensibilisierung: Über — von Phosphoren, v. S. Rothschild. II 757
Sexl, Th., Die Zertrümmerbarkeit der Elemente. Bemerkung zur gleichnamigen Arbeit von Herrn Stetter 221
Shortley, G. H., a. **E. U. Condon**, The Theory of Atomic Spectra. (B.) 215
Sichthorizont: Über den Wigandschen —, v. F. Löhle 22
Siedendes Wasser: Über die Temperaturverteilung im —, v. W. Fritz u. F. Homann . 873
Silber: Messung der wahren spezifischen Wärme von —, Nickel, β-Messing, Quarzkristall und Quarzglas zwischen + 50 und 700° C nach einer verfeinerten Methode, v. H. Moser . . 737
Simultanes Senden und Empfangen, v. H. Antoun u. F. Minaw. (Z.) 695
Skjulstad, T., O. E. Frivold u. **O. Hassel**, Brechungsexponent und Molrefraktion des Selenwasserstoffs und des Selendeuterids 134
Smekal, A., Zum Mechanismus der Elektrizitätsleitung fester Ionenleiter. (Th.-S.-Schl.) . . 150
— Zur Theorie der Absorptionsspektren von Isolatorkristallen. (Th.-S.-Schl.) 554
Sondenmessungen: Zur Bestimmung der Elektronengeschwindigkeit mittels —, v. W. Denecke u. E. Lübcke 347
Sorber, H., Über ein Zweifedern-Gravimeter. (Th.-S.-Schl.) 599
Spannung: Über ein Normalelement von kleiner —, v. W. Gremmer 697
Spannungskompensation: Lichtelektrische — und Widerstandsmessung, v. P. Wulff 269
Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drucken, v. H. Krefft, K. Larché u. F. Rößler. (Ph.) 800
Spektrale Untersuchung der Fadenstrahlentladung, v. W. Hanle u. W. Nöller 412
Sperrschicht: Die Zerstörung einer adsorbierten — durch Druck, v. F. Trey 213
Sperrschichten: Über künstliche — an elektronischen Halbleitern von verschiedenem Leitungstypus, v. W. Hartmann. (Ph.) 862
Sperrschichtphotozellen: Über den Zusammenhang zwischen Beleuchtung und Stromstärke bei —, v. E. Elvegård 129
Spezifische Wärme: Die — von Nichtelektrolyten in Lösung und der Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels auf den Schwingungszustand ihrer Moleküle, v. K. Bennewitz u. L. Kratz 496

Seite

— Messung der wahren — von Silber, Nickel, β-Messing, Quarzkristall und Quarzglas zwischen + 50 und 700° C nach einer verfeinerten Methode, v. H. Moser 737
Stark, J., R. Ritschl u. **H. Bomke**, Die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Polarisation der ruhenden und der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen 427
— u. **H. Scheffers**, Einfluß des elektrischen Feldes auf Wasserstoffatome im Atomstrahlversuch 217
— u. **M. Schön**, Abhängigkeit der Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen 431
Starkeffekt: Über die Intensitätsdissymmetrie im longitudinalen — der Balmerserie, v. H. Bomke 417
Statistische Messungen: Einige Bemerkungen über —, v. W. Bothe 520
Steck, M., u. **H. Dingler**, Bemerkungen zu: „Die Lorentz-Transformation als ein Element der klassischen Mechanik", v. —, v. W. Dieckvoß u. K. Müller 139
— — Erwiderung v. H. Dingler u. M. Steck . 139
— — Bemerkung v. E. Baumgardt 140
— — Erwiderung 141
— — Antwort auf die Erwiderung v. E. Baumgardt 142
— — Schlußwort auf die Erwiderung 142
Steenbeck, M., Über die Brennfeldstärke in der Säule von Entladungen in leichtem und schwerem Wasserstoff. (Ph.) 823
Steiner, K., Bemerkung zur Mitteilung „Die zeitliche Dampfdruckänderung von Wasserstoff-Isotopengemischen bei 20,38° abs." v. —, v. A. Farkas, L. Farkas u. P. Harteck . . 447
Steinwehr, H. v., Über die elektromotorische Kraft des internationalen Westonelements . 81
— u. **A. Schulze**, Untersuchungen über die Wärmetönung bei metallischen Umwandlungen. IV. Nickel 753
Sternatmosphären: Die —, v. A. Unsöld. (Ph.) 792
Stetter, G., Die Zertrümmerbarkeit der Elemente 88
— — Bemerkung v. Th. Sexl 221
Steubing, W., Ein statisches Hochspannungsvoltmeter von 0,5 bis 35 kV mit Zeigerablesung 32
Stickstoff: Über eine Apparatur zur Herstellung von Adsorptionspulvern aus Metallen unter —, bzw. anderen Gasen, v. F. Durau . . . 684
Stoßanregung: Energie und Geschwindigkeit als Parameter bei —, v. W. Hanle u. R. Junkelmann. (Th.-S.-Schl.) 593
Strahlen: Messungen von Kernumwandlungsprozessen bei Anwesenheit starker γ-Strahlen, v. H. Pose. (Th.-S.-Schl.) 154
— Zur Druck- und Temperaturabhängigkeit des Wiedervereinigungskoeffizienten und der Ionisation durch Gammastrahlen in Luft und Kohlensäure, v. W. Mächler 211
Strahlenpaare: Über die Winkelverteilung und Anzahl der durch die kosmische Ultrastrahlung im Blei erzeugten — (C-Strahlen), v. B. Püschel 661
Strahlung: Wie die Energieverteilung der schwarzen — in Wirklichkeit gefunden wurde, v. E. Gehrcke 439
— — Bemerkung v. P. Debye 440

Seite

Streulichtmessungen: Über — an dispersen Systemen unter Verwendung röhrenförmiger Streulichtzellen v. B. Klages u. H. Klumb 724
Streulichtzellen: Über Streulichtmessungen an dispersen Systemen unter Verwendung röhrenförmiger —, v. B. Klages u. H. Klumb . . 724
Stromstärke: Über den Zusammenhang zwischen Beleuchtung und — bei Sperrschichtphotozellen, v. E. Elvegård 129
Stromverteilung: Über die Änderung der — und der magnetischen Induktion beim Eintritt der Supraleitfähigkeit, v. W. Meißner u. F. Heidenreich 449
Strübig, H., Das Potential eines im Hochvakuum isolierten Auffangschirmes bei Beschießung mit Elektronen 402
Suhrmann, R., u. **W. Berndt,** Elektrische und optische Untersuchungen über die Umwandlung von unmetallischem in metallisches Antimon. (Th.-S.-Schl.) 146
Supraleiter: Untersuchungen über die Mikrowiderstände der —, v. P. Graßmann . . . 569
Supraleitfähigkeit: Über die Änderung der Stromverteilung und der magnetischen Induktion beim Eintritt der —, v. W. Meißner u. F. Heidenreich 449
Süring, R., Die Wolken. (B.) 568
Sutherland, G. B. B. M., Infra-Red and Raman Spectra. (B.) 488

T.

Tageslänge: Nachweis von Schwankungen der astronomischen — mittels Quarzuhren, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) . . . 38
— Schwankungen der astronomischen — und der astronomischen Zeitbestimmung nach den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. Meßergebnisse II 185
— Nachweis von Schwankungen der astronomischen — im Jahre 1935 mittels Quarzuhren, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) . . 415
Temperatur: Die Beeinflussung der Fundamentaleinheiten von Volum und — durch die im Isotopengehalt schwankende Zusammensetzung des Wassers, v. E. H. Riesenfeld u. T. L. Chang 600
Temperaturen: Über den elektrischen Widerstand des Goldes bei tiefen — im magnetischen Transversalfeld, v. E. Justi u. H. Scheffers. (Z.) 383
— — II 475
— Ausdehnungsmessungen bei — bis 2000° C, v. H. Ebert u. C. Tingwaldt 471
— Die elektrische Anisotropie von Wolfram-Einkristallen bei tiefen — in starken magnetischen Transversalfeldern, v. E. Justi u. H. Scheffers 700
— Übersicht über das Verhalten der Materie bei sehr hohen Drucken und —, v. F. Hund. (Ph.) 853
Temperaturabhängigkeit: Über die — der Zähigkeit von Schmierölen, v. S. Erk u. H. Eck 113

Seite

Temperaturabhängigkeit: Zur Druck- und — des Wiedervereinigungskoeffizienten und der Ionisation durch Gammastrahlen in Luft und Kohlensäure, v. W. Mächler 211
— Über die — der Wasserabsorption in Salzlösungen, v. E. Ganz u. W. Gerlach . . . 358
Temperaturänderung: Reversible und irreversible Magnetisierungsvorgänge bei —, v. N. Embirikos u. H. Bittel 901
Temperaturgebiet: Über eine besondere Erscheinung bei Umwandlungen, die sich über ein — erstrecken, v. A. Schulze. 41
— Dampfdruckkurven und Tripelpunkte im — von 14° bis 90° abs., v. F. Henning u. J. Otto 633
Temperaturnormal: Das Platinwiderstandsthermometer als sekundäres — zwischen 14° und 90° abs., v. F. Henning u. J. Otto 639
Temperaturverteilung: Über die — im siedenden Wasser, v. W. Fritz u. F. Homann . . . 873
Thallium-Quecksilber-Legierungen: Über — und ihre Verwendung für thermometrische Zwecke, v. H. Moser 885
Thermische Ausdehnung: Elastische Konstanten, elektrischer Widerstand und — des Magnesiumkristalls, v. E. Goens u. E. Schmid 385
Thermometermethode: Messungen von Verlusten an verschiedenen Flüssigkeiten nach der —, v. Ch. Schmelzer. (Th.-S.-Schl.) 162
Thermometrische Zwecke: Über Quecksilber-Thallium-Legierungen und ihre Verwendung für —, v. H. Moser 885
Thienhaus, E., Das akustische Beugungsgitter und seine Anwendung zur Schallspektroskopie. (B.) 184
Thiessen, P. A., A. Winkel u. **K. Herrmann,** Elektrische Nachwirkungen im erstarrten Dielektrikum 511
Thomer, G., Streuung von Röntgenstrahlen an neonähnlichen Molekülen. (Th.-S.-Schl.) . . 145
Thomsonsche Theorie: Bemerkung zur — der Kondensation an Ionen, v. E. Hückel . . . 137
Thouret, W., u. **R. Rompe,** Die Leuchtdichte der Quecksilberentladung bei hohen Drucken. (Ph.) 803
Tiefe Temperaturen: Über den elektrischen Widerstand des Goldes bei — im magnetischen Transversalfeld, v. E. Justi u. H. Scheffers. (Z.) 383
— — II 475
— Die elektrische Anisotropie von Wolfram-Einkristallen bei — in starken magnetischen Transversalfeldern, v. E. Justi u. H. Scheffers 700
Tiefenverteilung: Die — der Energieabsorption von Kathodenstrahlen in Aluminium, v. K. Gentner u. W. Rollwagen 214
Tingwaldt, C., u. **H. Ebert,** Ausdehnungsmessungen bei Temperaturen bis 2000° C 471
Transversalfeld: Über den elektrischen Widerstand des Goldes bei tiefen Temperaturen im magnetischen —, v. E. Justi u. H. Scheffers. (Z.) 383
— — II 475
Transversalfelder: Die elektrische Anisotropie von Wolfram-Einkristallen bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen —, v. E. Justi u. H. Scheffers 700

Seite

Trendelenburg, F., Klänge und Geräusche. (B.) . . 216
Trenkler, F., Eigenschwingungen mechanischer Molekülmodelle. III. 338
Trey, F., Die Zerstörung einer adsorbierten Sperrschicht durch Druck 213
— Nebelspuren negativer Gleitentladungen . . 688
Tripelpunkte: Dampfdruckkurven und — im Temperaturgebiet von 14° bis 90° abs., v. F. Henning u. J. Otto 633
Tyndallicht: Über die Einwirkung eines elektrischen Feldes auf die Intensität des — bei verschiedener Form der Kolloidteilchen, v. H. Uerlings 655

U.

Übergangseffekt: Der — der Ultrastrahlung beim Eintritt in die Atmosphäre, v. B. Groß . . 409
Uhlmann, W., u. **W. Kluge**, Der Einfluß von leichtem und schwerem Wasserstoff auf den selektiven Photoeffekt der Alkalimetalle. (Ph.) 857
Ultrarot: Absorptions- und Emissionsspektren Seltener Erdionen im —, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) 153
— Weitere Untersuchungen über die Absorptions- und Emissionsspektren Seltener Erdionen im —, v. H. Gobrecht. (Th.-S.-Schl.) 549
Ultrarotspektren: Über die photographischen — einiger einfacher Kohlenstoffverbindungen im Gaszustand, v. G. Herzberg u. H. Verleger. 444
Ultraschall-Oberflächenwellen: Über —, v. H. Ludloff. (Z.) 524
Ultraschallwellen: Photometrische Untersuchungen der Lichtbeugung an — in Flüssigkeiten und Gasen, v. W. Korff 708
Ultrastrahlung: Zur Analyse der —, v. B. Groß 12
— Der Übergangseffekt der — beim Eintritt in die Atmosphäre, v. B. Groß 409
— Über die Winkelverteilung und Anzahl der durch die kosmische — im Blei erzeugten Strahlenpaare (*C*-Strahlen), v. B. Püschel. . 661
Ultrastrahlungsstöße: Zum Barometereffekt der —, v. W. Messerschmidt. (Th.-S.-Schl.). . 557
Umladungserscheinungen: Anomale — bei sehr langsamen Kanalstrahlen, v. F. Wolf. (Ph.) 854
Umwandlung: Elektrische und optische Untersuchungen über die — von unmetallischem in metallisches Antimon, v. R. Suhrmann u. W. Berndt. (Th.-S.-Schl.) 146
Umwandlungen: Über eine besondere Erscheinung bei —, die sich über ein Temperaturgebiet erstrecken, v. A. Schulze 41
— Über die — des festen Schwefelwasserstoffs, v. E. Justi u. H. Nitka 435
— Untersuchungen über die Wärmetönung bei metallischen —, v. H. v. Steinwehr u. A. Schulze. IV. 753
Umwandlungstemperaturen: Über die Beeinflussung von — durch ein äußeres Magnetfeld, v. E. Justi 766
Unmetallisches Antimon: Elektrische und optische Untersuchungen über die Umwandlung von — in metallisches Antimon, v. R. Suhrmann u. W. Berndt. (Th.-S.-Schl.) 146

Seite

Unsöld, A., Die Sternatmosphären. (Ph.) . . . 792
Uerlings, H., Über die Einwirkung eines elektrischen Feldes auf die Intensität des Tyndalllichtes bei verschiedener Form der Kolloidteilchen 655

V.

VDI-Jahrbuch 1936. (B.) 568
Vakuumduantenelektrometer: Über eine Neukonstruktion des —, I, v. G. Hoffmann. II, v. B. Zipprich 35, 36
Vakuumspektroskopie: Neuere Ergebnisse und Methoden der —, v. H. Bomke. (Z.B.). . . 222
Verband Deutscher Elektrotechniker: Die 38. Mitgliederversammlung des — e. V. (VDE) am 2.—5. Juli 1936 in München. (N.). . . . 448
Verdampfungsvorgang: Über den — nach kinematographischen Aufnahmen an Dampfblasen, v. W. Fritz u. W. Ende 391
Verein deutscher Chemiker: 49. Hauptversammlung des — 1936 in München v. 7.—11. Juli. (N.) 144
Verleger, H., u. **G. Herzberg**, Über die photographischen Ultrarotspektren einiger einfacher Kohlenstoffverbindungen im Gaszustand 444
Veröffentlichungen des Wissenschaftlichen Zentral-Laboratoriums der Photographischen Abteilung der I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft (Agfa). IV. Bd. (B.) 80
Volta-Effekt: Die Methoden zur Messung des —, v. H. Gericke 327
Volum: Die Beeinflussung der Fundamentaleinheiten von — und Temperatur durch die im Isotopengehalt schwankende Zusammensetzung des Wassers, v. E. H. Riesenfeld u. T. L. Chang. 690
Vorlesungsverzeichnis für das Sommerhalbjahr 1936 262
— — Nachtrag 271
— — Nachtrag 352
— für das Winterhalbjahr 1936/37 730
— — Nachtrag 871
Vrkljan, V. S., u. **M. Katalinić**, Zur Frage der molekularen Schwarmbildung in binären Flüssigkeitsgemischen 482

W.

Wagner, K., Masse und Energie 522
Wärme: Die spezifische — von Nichtelektrolyten in Lösung und der Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels auf den Schwingungszustand ihrer Moleküle, v. K. Bennewitz u. L. Kratz 496
— Messung der wahren spezifischen — von Silber, Nickel, β-Messing, Quarzkristall und Quarzglas zwischen + 50 und 700° C nach einer verfeinerten Methode, v. H. Moser 737
Wärmeleitfähigkeit: Die — von Glyzerin-Wassergemischen, v. S. Erk u. A. Keller 353
— Über die — der Elektreten, v. G. Groetzinger 589

Seite

Wärmeleitung von Gasen bei freier Konvektion, v. W. Weizsäcker 641
Wärmetönung: Untersuchungen über die — bei metallischen Umwandlungen, v. H. v. Steinwehr u. A. Schulze. IV. 753
Wärmeverluste: Über die — heißer Körper in Gasen von verschiedenen Drucken und ihre Verwendung zur Messung von Gasdrucken, v. Th. Haase, G. Klages u. H. Klumb . . . 440
— Ein vereinfachtes und genaues Verfahren zur Berechnung der — bei Heizwertmessungen, v. H. Moser 529
Wasser: Zwei neue Apparate zur unmittelbaren Bestimmung des in — und in Luft enthaltenen Radons, v. F. Běhounek 203
— Die Beeinflussung der Fundamentaleinheiten von Volum und Temperatur durch die im Isotopengehalt schwankende Zusammensetzung des —, v. E. H. Riesenfeld u. T. L. Chang 690
— Über die Temperaturverteilung im siedenden —, v. W. Fritz u. F. Homann 873
Wasserabsorption: Über die Temperaturabhängigkeit der — in Salzlösungen, v. E. Ganz u. W. Gerlach. 358
Wassergemische: Die Wärmeleitfähigkeit von Glyzerin-—, v. S. Erk u. A. Keller. . . . 353
Wasserstoff: Über die Brennfeldstärke in der Säule von Entladungen in leichtem und schwerem —, v. M. Steenbeck. (Ph.) . . . 823
— Der Einfluß von leichtem und schwerem — auf den selektiven Photoeffekt der Alkalimetalle, v. W. Kluge u. W. Uhlmann. (Ph.) 857
Wasserstoffatome: Einfluß des elektrischen Feldes auf — im Atomstrahlversuch, v. H. Scheffers u. J. Stark 217
Wasserstoff-Isotopengemische: Bemerkung zur Mitteilung „Die zeitliche Dampfdruckänderung von — bei 20,38° abs." v. K. Steiner, v. A. Farkas, L. Farkas u. P. Harteck 447
Wasserstoffkontinuum: Die Erzeugung hoher Intensität des — mit Hilfe einer Glühkathodenröhre, v. G. Jacobi. (Ph.) 808
Weber, W., u. **H. J. v. Braunmühl,** Einführung in die angewandte Akustik, insbesondere in die neueren Probleme der Schallmessung, Schallübertragung und Schallaufzeichnung. (B.). 260
Weerts, J., Hauptelastizitätskonstanten des Einkristalls von Kupfer, Gold und Blei, v. E. Goens (zum Teil in Gemeinschaft mit —). . 321
Weißberger, A., u. **E. Proskauer,** Organic Solvents. (B.) 416
Weizel, W., u. **E. Bauermeister,** Schwingungen mehratomiger Moleküle. (Z.B.) 169
Weizsäcker, W., Wärmeleitung von Gasen bei freier Konvektion 641
Wellen: Dipolverlustmessungen an Flüssigkeiten mit langen —, v. C. Schreck. (Th.-S.-Schl.) 156
Weltall: Gravitationskonstante und Zahl der Massenteilchen im —, v. H. Ertel 138
— Der Bau des —, v. P. ten Bruggencate. (Ph.) 780
Weltraum: Über die Verteilung und die Natur der dunklen Materie im —, v. E. Schoenberg. (Ph.) 785
Wenzl, A., Wissenschaft und Weltanschauung. (B.) 919

Seite

Werners, P., Energieübertragung und -umwandlung mit Wechselstrom. (B.) 664
Westonelement: Über die elektromotorische Kraft des internationalen —, v. H. v. Steinwehr . 81
Widerstand: Über den elektrischen — des Goldes bei tiefen Temperaturen im magnetischen Transversalfeld, v. E. Justi u. H. Scheffers. (Z.) 383
— — II 475
— Elastische Konstanten, elektrischer — und thermische Ausdehnung des Magnesiumkristalls, v. E. Goens u. E. Schmid 385
Widerstandsmessung: Lichtelektrische Spannungskompensation und —, v. P. Wulff . . 269
Wiedervereinigungskoeffizient: Zur Druck- und Temperaturabhängigkeit des — und der Ionisation durch Gammastrahlen in Luft und Kohlensäure, v. W. Mächler 211
Wien, M., Zur Einführung. (Th.-S.-Schl.) . . . 155
— Bemerkungen zu der Arbeit von v. Ardenne, Groos u. Otterbein „Dispersionsmessungen im Gebiet der Dezimeterwellen" . . 869
Wigandscher Sichthorizont: Über den —, v. F. Löhle 22
Wigge, H., Lärm (B.) 632
Wilhelmy, E., Beitrag zur Dosismessung überweicher Röntgenstrahlen 103
Williamson, A. T., u. **C. N. Hinshelwood,** The reaction between Hydrogen and Oxygen. (B.) 143
Wilsonsche Nebelkammer: Eine einfache —, v. H. Bauer 627
— Eine — einfacher Bauart, v. H. Neuert . . 629
Winkel, A., P. A. Thiessen u. **K. Herrmann,** Elektrische Nachwirkungen im erstarrten Dielektrikum 511
Winkler, E. H., Eine Doppelverstärkeranordnung zum Nachweis einzeln austretender Glühelektronen. (Th.-S.-Schl.) 557
Wirbelbildung: Über die — bei Schneidentönen, v. F. Krüger u. H. Casper. (Ph.) 842
Wirbelringe: Über ein instabiles Gebiet bei —, v. C.-H. Krutzsch. (Th.-S.-Schl.) 598
Wirtz, K., Gleichgewichte von Austauschreaktionen mit Deuterium. (Th.-S.-Schl.) 165
Wolf, F., Anomale Umladungserscheinungen bei sehr langsamen Kanalstrahlen. (Ph.) . . . 854
Wolff, H., Über die Natur „erregter" Farbzentren. (Th.-S.-Schl.) 552
Wolfram-Einkristalle: Die elektrische Anisotropie von — bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Transversalfeldern, v. E. Justi u. H. Scheffers 700
Wulff, P., Lichtelektrische Spannungskompensation und Widerstandsmessung 269

Z.

Zähigkeit: Über die Temperaturabhängigkeit der — von Schmierölen, v. S. Erk und H. Eck . 113
Zähigkeitsmessung: Über die Grundlagen der — an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, v. S. Erk u. A. Schmidt 489
Zählrohre: Über die lichtelektrische Elektronenausbeute bei —, v. W. Christoph 265

Seite

Zählrohre: Über die Koinzidenzunschärfe bei —, v. W. Christoph. (Th.-S.-Schl.) . . . 558

Zeigerablesung: Ein statisches Hochspannungsvoltmeter von 0,5 bis 35 kV mit —, v. W. Steubing 32

Zeitbestimmung: Schwankungen der astronomischen Tageslänge und der astronomischen — nach den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. Meßergebnisse II 185

Zeitmeßkunde: Ausschreiben der Gesellschaft für — und Uhrentechnik für einen Wettbewerb für eine wissenschaftliche Arbeit. (N.) . . . 276

Seite

Zertrümmerbarkeit: Die — der Elemente, v. G. Stetter 88

— — Bemerkung v. Th. Sexl 221

Zipprich, B., Über eine Neukonstruktion des Vakuumduantenelektrometers. II 36

Zündspannungen: Untersuchungen über die — vorionisierter Glimmentladungen, v. C. Deimel 610

Zündspannungsänderung durch Bestrahlung, v. W. Fucks u. W. Seitz. (Ph.) 813

Zweiatomige Moleküle: Über die Rekombination — unter Ausstrahlung, v. R. Rompe. (Ph.) . 807

Zweifedern-Gravimeter: Über ein —, v. H. Sorber. (Th.-S.-Schl.) 599

Namensverzeichnis der „Personalien".

Albers, H. 112.
Anderson, C. 770.

Bartels, J. 920.
Bauch, H. † 216.
Bauer, O. † 632.
Baumgarten, P. 416.
Becker, R. 768.
Bendixson, I. † 40.
Benndorf, H. 768.
Berg, R. 80.
Bistrzycki, A. † 736.
Bodenstein, M. 632.
Bolz, W. 216.
Börner, A. † 768.
Brass, K. 276.
Braunbek, W. 144.
Brintzinger, H. 384.
Brunner, J. 528.
Bühl, A. 184.
Butenandt, A. 696.

Cario, G. 770.
Charcot, J. † 736.
Clusius, K. 352.
Cordes, H. 276.
Curie-Joliot, I. 736.

Dannemann, F. † 664.
Debye, P. 276, 696, 770.
Diesselhorst, H. 184.
Dirscherl, W. 768.

Eggert, O. 384.
Ehrlich, F. 216.
Eschweiler, W. † 276.
Everling, E. 384

Fajans, K. 80, 352.
Falkenhagen, H. 768.
Feitknecht, W. 736.
Feyer, E. 448.
Finkelnburg, W. 384.
Fischer, E. 488.
Fischer, G. 920.
Fischer, K. T. 216.
Flegler, E. 632.
Forbes, G. † 770.
Fresenius, W. † 352.
Frieser, H. 184.
Fuhrmann, K. † 632.

Geiger, H. 568.
Geppert, H. 112.
Gill, A. H. † 920.
Gjulai, Z. 632.
Glaser, W. 184.
Gluud, W. † 632.
Goldschmidt, S. 216.
Grignard, V. † 80.
Grubb, A. C. † 664.
Gründer, W. 112.
Grünholz, K. 568.
Guldberg, A. † 184.
Günther, P. 770.

Haas, A. 768.
Hartmann, H. 416.
Hartmann, J. † 736.
Henrich, F. 216.
Herweg, J. † 144.
Heß, V. F. 770.
Hettner, G. 600, 920
Hock, L. 384.
Hopf, E. 768.

Ikeda, K. † 664.

Jayme, G. 568.
Jenckel, E. 384.
Joachim, H. 416.
Jordan, P. 112.

Kähler, E. 770.
Kangro, W. 568.
Kautsky, H. 276.
Kleinfeller, H. 920.
Kliegl, A. 144.
Kohlrausch, W. † 352.
Kohlschütter, E. 384.
Kohlschütter, W. 632.
Kommerell, K. 600.
König, W. † 632.
Kötz, A. 112.
Kraus, K. 416.
Kuhn, W. 768, 770.
Kulenkampff, H. 600.
Küntzel, A. 488.
Kunz-Krause, H. † 184.
Kunze 736.
Kunze, P. 184.
Küstner, F. † 770.

Lamort, J. 664.
Langlet, A. † 416.
Larsson, E. L. 80.
Le Chatelier, H. L. † 770.
Lenard, Ph. 696.
Leschewski 528.
Lilienthal, R. v. † 40.
Lohaus, H. 448.
Lübcke, E. 144.

Maass, E. † 144.
Macura, H. 416.
Maier, W. 112, 184.
Manegold, E. 770.
March, A. 770.
Martin, H. 528.
Maurer, K. 144, 920.
Mentzel, R. 144.
Micheel, F. 276, 568.
Mittasch, P. A. 144.
Mörath, E. 770.
Moscicki, I. 768.
Mühlinghaus, H. 416.
Nagy Ilosva, L. I. v. † 770.
Neumann, F. W. † 768.
Nieuwland, J. A. † 528.
Nippoldt, A. † 768.
Noyes, A. A. † 528.

Oesterhelt, O. 216.

Pallmann, H. 696.
Parr, W. A. † 352.
Peacock, C. † 276.
Perrin, J. 736.
Petersson, H. 384.
Plotnikow, I. 770.

Rellensmann, O. 770.
Riedler, A. † 770.
Rienäcker, G. 276.
Rintoul, W. † 736.
Ruppel, S. † 384.

Schade, H. † 40.
Schaub, W. 736.
Scheal, K. † 770.
Schenk, P. W. 920.
Scherzer, O. 448.
Schlomka, T. 112.
Schmidt, M. † 216.
Schmidt, O. 770.
Schmidt, W. † 920.
Scholder, R. 770.
Schönberg, E. 920.
Schröder, W. 664.
Schrödinger, E. 736.
Schuberg, Ph. 768.
Schwarz, R. 770.
Segrè, E. 184.
Seith, W. 768.
Sieberg, A. 568.
Siegbahn, M. 920.
Sielisch, J. † 384.
Sihvonen, V. I. 216.
Stacey, F. S. † 664.
Stackelberg, M. v. 770.
Stickelberger, L. † 384.
Stock, A. 384.
Stöckl, K. 448.
Sulfrian, A. 184.
Swietoslawski, W. 40.

Tammann, G. 352.
Taylor, Th. C. † 488.
Teudt, W. 352.
Thüring, B. 144, 184.
Toeplitz, O. 144.
Tornier, E. 768.
Trautz, M. 770.

Vogl, S. 448.

Wagner-Jauregg, Th. 416.
Wartenberg, H. v. 920.
Weibke, F. 600.
Weigert, F. 112.
Weinel, E. 416.
Weinland, R. † 568.
Weizel, W. 40.
Wessel, W. 184.
Weyl, W. 632.
Wiarda, G. 144.
Wiberg, E. 770.
Wiegner, G. † 384.
Wiessmann, H. † 80.
Wolf, L. 276.

Zeile, K. 276.
Zellner, J. † 144.
Zetzsche, F. 696.
Ziegler, K. 770.